

UNIVERZITET U BEOGRADU  
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Danko V. Bošnjaković

**MODELOVANJE GASNIH  
DETEKTORA ČESTICA VISOKIH  
ENERGIJA PRIMENOM TEHNIKE  
ELEKTRONSKIH ROJEVA**

doktorska disertacija

Beograd, 2016

UNIVERSITY OF BELGRADE  
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Danko V. Bošnjaković

**APPLICATIONS OF ELECTRON  
SWARM THEORY IN MODELING OF  
GASEOUS PARTICLE DETECTORS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016

## **Mentor**

Akademik Zoran Lj. Petrović, naučni savetnik  
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

## **Članovi komisije**

Akademik Zoran Lj. Petrović, naučni savetnik  
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

Akademik Antonije Đorđević, redovni profesor  
Elektrotehnički fakultet, Univerzitet u Beogradu

Dr Jovan Cvetić, redovni profesor  
Elektrotehnički fakultet, Univerzitet u Beogradu

Dr Predrag Marinković, redovni profesor  
Elektrotehnički fakultet, Univerzitet u Beogradu

Dr Saša Dujko, naučni savetnik  
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

**Datum odbrane:** \_\_\_\_\_

## Zahvalnica

Doktorska disertacija pod nazivom „Modelovanje gasnih detektora čestica visoke energije primenom tehnike elektronskih rojeva“ je urađena u Laboratoriji za gasnu elektroniku, Centra za neravnotežne procese Instituta za fiziku u Beogradu, u okviru projekta OI171037 Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije pod rukovodstvom dr Saše Dujka i akademika Zorana Lj. Petrovića.

Osećam prijatnu obavezu da se ovom prilikom zahvalim akademiku Petroviću na brojnim korisnim savetima na osnovu njegovog velikog naučnog iskustva, kao i na ukazanoj prilici za bavljenje naučnoistraživačkim radom. Posebno sam zahvalan dr Saši Dujku, mom neposrednom rukovodiocu, na nesebičnoj pomoći i bezrezervnoj podršci koju mi je pružio. Želeo bih da mu se zahvalim na njegovoj posvećenosti, strpljenju, razumevanju i vremenu koje je uvek bio spreman da izdvoji tokom rada na ovoj disertaciji.

Zahvalan sam i kolegici prof. dr Oliveri Šašić na podacima za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  koji su bitno doprineli istraživanjima u okviru disertacije.

Zahvaljujem se i kolegama Srđanu Marjanoviću, Jasmini Mirić i Iliji Simonoviću, kao i svim saradnicima u okviru Laboratorije za gasnu elektroniku Instituta za fiziku, na korisnim diskusijama i podršci.

*Ovu disertaciju posvećujem svojim roditeljima,*

*Vladimiru i Tanji.*



# MODELOVANJE GASNIH DETEKTORA ČESTICA VISOKIH ENERGIJA PRIMENOM TEHNIKE ELEKTRONSKIH ROJEVA

**Rezime:** Zahvaljujući svojim dobrim performansama i niskoj ceni po jedinici zapremine, gasni detektori su najčešće korišćeni detektori u eksperimentalnoj fizici visokih energija. Pored fizike visokih energija, ovi detektori nalaze primene u mnogim drugim oblastima, poput dozimetrije i zaštite od zračenja, medicine, fizike kosmičkog zračenja i geofizike. Postoje brojni modeli ovih uređaja. Bez obzira da li su analitički ili numerički, stohastički ili deterministički, svi ovi modeli koriste transportne i/ili sudarne podatke za elektrone u gasovima. Nažalost, uobičajeno je da se unutar detektorske zajednice, ovi podaci kao i tehnike za njihov proračun primenjuju nekritički. Ova praksa, kao što je diskutovano u ovoj disertaciji, veoma često vodi ka pojednostavljenim modelima detektora i neadekvatnoj metodologiji za pristup i analizu. Imajući ove činjenice u vidu, osnovni cilj ove disertacije je da na osnovama transportne teorije rojeva elektrona, ukaže na čitav spektar važnih aspekata u proračunu i implementaciji transportnih podataka u modelovanju kao i da na konkretnim modelima detektora pokaže kako podaci i njihova implementacija utiču na izračunate signale i performanse detektora. Osim toga, u ovom radu su detaljno analizirane netipične pojave u transportu elektrona indukovane eksplicitnim efektima nekonzervativnih sudara i njihove potencijalne implikacije u modelima.

Specifičnosti transporta elektrona u ukrštenom električnom i magnetskom polju, ilustrovane su na primeru detektora tipa *Time Projection Chamber* (TPC) koji se koriste za trodimenzionalnu rekonstrukciju putanje čestica. Kod ovih detektora magnetsko polje ima ulogu u redukciji bočne difuzije od koje direktno zavisi prostorna rezolucija dok npr. linearnost rekonstrukcije zavisi od osetljivosti brzine drifta na temperaturu i nehomogenost magnetskog polja. U ovom kontekstu potencijalne optimizacije radnih uslova, a takođe imajući u vidu i neželjene varijacije parametara tokom rada, sistematski je razmotren uticaj električnog i magnetskog polja, temperature i pritiska gasa kao i udela nečistoća u gasnoj smeši, na transportne osobine elektrona u TPC detektoru.

Posebna pažnja posvećena je detektoru sa pločastim elektrodama visoke otpornosti (*Resistive Plate Chamber*, RPC) koji se koriste za *timing* i *triggering* u brojnim eksperimentima fizike visokih energija kao i u drugim oblastima. Rešavanjem Boltzmannove jednačine i primenom Monte Karlo tehnike, koju smo sa jedne strane koristili da proverimo rezultate dobijene Boltzmannovom jednačinom, a sa druge strane za dobijanje prostorno razloženih transportnih parametara elektrona, identifikovani su i

objašnjeni transportni fenomeni elektrona poput negativne diferencijalne provodnosti i grejanja zahvatom elektrona koji su uočeni u gasnim smešama RPC detektora koji se primenjuju na eksperimentima u CERN-u.

U ovoj disertaciji, razmotreni su teorijski principi klasičnog fluidnog modela i modela zasnovanog na difuzionoj jednačini i hidrodinamičkoj aproksimaciji na osnovu kojih je razvijen numerički 1.5-dimenizionalni fluidni model RPC detektora. Ovim modelom, ispitivan je razvoj elektronske lavine i strimera pod dejstvom efekata prostornog naelektrisanja i fotojonizacije u gasu. Pokazano je da nepravilna implementacija transportnih podataka, zanemarivanjem eksplicitnih efektata nekonzervativnih sudara, može dovesti do greške od nekoliko stotina procenata u proračunu indukovanog signala. Razmatrana je i osetljivost izračunatog signala detektora na promene setova preseka za rasejanje elektrona u individualnim gasovima gasnih smeša.

Konačno, u ovoj disertaciji razvijen je i mikroskopski Monte Karlo model RPC detektora koji se zasniva na praćenju pojedinačnih trajektorija elektrona i njihovih sudara sa molekulima gasa. Pomoću ovog modela, ipitivana je stohastika elektronskog lavinskog procesa. Takođe, koristeći različite setove preseka za rasejanje elektrona u individualnim gasovima gasne smeše, izračunate su vremenska rezolucija i efikasnost RPC detektora koje se dobro slažu sa eksperimentalnim vrednostima.

**Ključne reči:** gasni detektori čestica, transport elektrona u gasovima, Boltzmannova jednačina, Monte Karlo tehnika, fluidni model

**Naučna oblast:** tehničke nauke, elektrotehnika

**Uža naučna oblast:** nuklearna tehnika

**UDK:** 621+53

## APPLICATIONS OF ELECTRON SWARM THEORY IN MODELING OF GASEOUS PARTICLE DETECTORS

**Abstract:** Owing to their good performance characteristics and low price per unit volume, gaseous particle detectors remained the most commonly used detectors in high energy physics experiments. In addition to high energy physics, these detectors have also found applications in other fields such as radiation protection and dosimetry, medicine, cosmic ray physics and geophysics. A number of methods to model particle detectors have been developed. Being analytical or numerical, stochastic or deterministic, detailed knowledge of electron swarm transport properties as well as reliable cross sections for electron scattering are required as an input in modeling. The highly applied nature of the field, has inevitably driven the modeling of these systems more towards empiricism, and unfortunately often away from its roots in the fundamental transport theory of electron swarms. Thus, the main goal of this work is to bridge the gap between the fundamental transport theory of electron swarms and applications in the field of particle detectors. This goal is achieved by considering many elements of the theory which are important for accurate calculation and correct implementation of electron transport data in modeling. In addition, we provide the examples of specific detector models in which the incorrect implementation of data affects the calculated signal and detector performance characteristics. In this work, we discuss atypical manifestation of electron transport phenomena induced by the explicit effects of non-conservative collisions and potential implications arising from their inclusion in the models.

The peculiarities of electron transport in crossed electric and magnetic fields are illustrated using the example of Time Projection Chamber (TPC), a detector employed for three-dimensional reconstruction of particle trajectories. In this detector, the magnetic field suppresses the transverse diffusion, which directly affects the spatial resolution. On the other hand, the reconstruction linearity depends on the sensitivity of drift velocity on the gas temperature and non-uniformity of the magnetic field. With this as one of the motivating factors, and also having in mind the unwanted variation of detector parameters with time, we systematically study the influence of the electric and magnetic fields, gas pressure and temperature, as well as the impact of impurities in the gaseous mixture, on the electron transport properties in TPC.

Special attention is given to the Resistive Plate Chambers (RPCs) which are used for timing and triggering purposes in many high energy physics experiments and

elsewhere. The Boltzmann equation is used for the determination of electron swarm transport properties under conditions when transport is greatly affected by non-conservative collisions. A Monte Carlo simulation technique has been used with the aim of verifying the results based on the Boltzmann equation as well as for the evaluation of spatially resolved electron transport data. This segment of data is used to explain the existence of certain kinetic phenomena, including negative differential conductivity and attachment heating, which are important for the detector behavior.

Within the framework of the classical fluid model and using the diffusion equation in association with the hydrodynamic approximation, we have developed a numerical 1.5-dimension fluid model of an RPC. This model is used to study the electron avalanche and streamer development under the influence of space charge effects and photoionization. We have shown that improper use of the data, especially the lack of correct representation of the explicit effects of non-conservative collisions, can lead to errors of a several hundred percents for the calculated signals. In addition, we discuss the sensitivity of the output detector signals with respect to the sets of cross sections for electron scattering.

Finally, in this thesis we present our microscopic Monte Carlo model of RPC based on the tracking of individual electron trajectories and their collisions with the gas molecules. Using this model, we study the electron avalanche fluctuations and the related processes. The detection efficiency and timing resolution are calculated using different sets of cross sections for electron scattering. We have found that our results agree very well with the measured data.

**Keywords:** gaseous particle detectors, electron transport in gases, Boltzmann equation analysis, Monte Carlo technique, fluid model

**Scientific area:** technical sciences, electrical engineering

**Scientific sub-area:** nuclear engineering

**UDC:** 621+53

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Gasni detektori čestica visokih energija</b>	<b>6</b>
2.1	Uvod . . . . .	6
2.2	Interakcija čestica sa materijom . . . . .	8
2.2.1	Gubitak energije usled jonizacije i ekscitacije . . . . .	8
2.2.2	Gubitak energije usled zračenja . . . . .	12
2.3	MWPC komora . . . . .	16
2.4	Drift komora . . . . .	18
2.5	TPC komora . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Transportna teorija rojeva elektrona u neutralnim gasovima</b>	<b>23</b>
3.1	Uvod . . . . .	23
3.2	Roj naelektrisanih čestica . . . . .	24
3.3	Hidrodinamički režim i definicija transportnih koeficijenata . . . . .	25
3.4	Struktura i simetrije vektorskih i tenzorskih transportnih koeficijenata . . . . .	28
3.5	Momentni metod za rešavanje Boltzmannove jednačine . . . . .	30
3.5.1	Definicije transportnih koeficijenata . . . . .	32
3.5.2	Definicije transportnih osobina . . . . .	34
3.6	Monte Karlo metoda . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Modelovanje transporta elektrona u TPC komorama</b>	<b>37</b>
4.1	Uvod . . . . .	37
4.2	Ulazni podaci . . . . .	38
4.3	Uticao temperature pozadinskog gasa na transport elektrona . . . . .	42

4.4	Utica j procentualnog sadržaja CO <sub>2</sub> u smeši Ne-CO <sub>2</sub> na transport elektrona . . . . .	43
4.5	Utica j gasnih nečistoća na transport elektrona u TPC komorama . . .	46
4.6	Transport elektrona u $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ poljima . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Modelovanje transporta elektrona u RPC detektorima</b>	<b>59</b>
5.1	Uvod . . . . .	59
5.2	Preseci za rasejanje elektrona u RPC gasovima . . . . .	60
5.2.1	Preseci za rasejanje elektrona na C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> . . . . .	60
5.3	Preseci za rasejanje elektrona na i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> . . . . .	61
5.4	Preseci za rasejanje elektrona na SF <sub>6</sub> . . . . .	65
5.5	Transport elektrona u RPC gasnim smešama . . . . .	67
5.5.1	Radni uslovi proračuna i simulacija . . . . .	67
5.5.2	Grejanje i hlađenje zahvatom elektrona . . . . .	67
5.5.3	Transportni koeficijenti . . . . .	68
5.5.4	Prostorno razložene karakteristke roja: fizikalno tumačenje NDC efekta . . . . .	74
5.6	Unapređeni setovi preseka za rasejanje elektrona na C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> . . . . .	78
5.6.1	Novi setovi preseka za rasejanje elektrona u C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> . . . . .	79
5.6.2	Transportni koeficijenti u čistom C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> i smešama sa argonom	83
5.6.3	Analiza eksperimentalnih merenja sa promenljivim pritiskom .	88
5.7	Transportni koeficijenti za elektrone u C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> . . . . .	92
5.8	Transportni koeficijenti u RPC gasnim smešama sa novim setovima preseka za C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> . . . . .	96
<b>6</b>	<b>RPC detektor</b>	<b>103</b>
6.1	Opis i princip rada . . . . .	103
6.2	Režimi rada . . . . .	106
6.3	Primene . . . . .	109
6.3.1	Triggering detektor . . . . .	109
6.3.2	Timing detektor . . . . .	112
<b>7</b>	<b>Monte Karlo modelovanje RPC detektora</b>	<b>116</b>
7.1	Uvod . . . . .	116
7.2	Primarna jonizacija . . . . .	116
7.3	Praćenje elektrona . . . . .	119

7.3.1	Određivanje trajektorije . . . . .	120
7.3.2	Određivanje trenutka i vrste sudara . . . . .	121
7.3.3	Određivanje parametara rasejanja . . . . .	123
7.4	Formiranje signala . . . . .	124
<b>8</b>	<b>Rezultati Monte Karlo modelovanja RPC detektora</b>	<b>126</b>
8.1	Ulazni podaci i parametri modela . . . . .	126
8.2	Lavine započete jednim elektronom . . . . .	128
8.3	Lavine započete primarnom jonizacijom . . . . .	131
8.4	Pun model sa primarnom jonizacijom i granicama . . . . .	132
<b>9</b>	<b>Fluidno modelovanje RPC detektora</b>	<b>135</b>
9.1	Teorijska razmatranja . . . . .	135
9.1.1	Klasičan fluidni model prvog reda . . . . .	135
9.1.2	Model zasnovan na hidrodinamičkoj aproksimaciji . . . . .	139
9.2	Numerička implementacija 1.5-dimenzionalnog fluidnog modela . . . . .	142
<b>10</b>	<b>Rezultati fluidnog modelovanja RPC detektora</b>	<b>146</b>
10.1	Ulazni podaci i parametri modela . . . . .	146
10.2	Klasičan fluidni model . . . . .	147
10.2.1	Uticao vrste transportnih podataka . . . . .	147
10.2.2	Uticao preseka za rasejanje elektrona u $C_2H_2F_4$ . . . . .	156
10.3	Korigovani fluidni model . . . . .	162
<b>11</b>	<b>Zaključak</b>	<b>170</b>
	<b>Literatura</b>	<b>182</b>

# Poglavlje 1

## Uvod

U okviru eksperimenata fizike visokih energija [1–4], gasni detektori čestica ostali su do danas najviše korišćeni detektori, pre svega zbog njihovih dobrih performansi, uglavnom jednostavne konstrukcije i niske cene po jedinici zapremine [5–7]. Zahvaljujući navedenim karakteristikama, gasni detektori se u ovim eksperimentima često koriste za pokrivanje velikih površina i zapremina. Osim fizike visokih energija, ovi detektori se primenjuju i u mnogim drugim oblastima. Na primer, jonizaciona komora, proporcionalni brojač i Geigerov brojač se već tradicionalno koriste u dozimetriji i zaštiti od zračenja [8]. Gasni detektori se primenjuju i u geofizici za mionsku radiografiju vulkana [9]. Takođe, postoje predlozi i prototipovi novih uređaja za medicinsku dijagnostiku zasnovanih na gasnim detektorima čestica [10, 11].

Matematičko-fizičko modelovanje detektora ima dva osnovna cilja. Prvi je razumevanje fizičkih fenomena u njihovom radu, a drugi je njihovo projektovanje i optimizacija poznavajući direktnu zavisnost između fizičkih parametara modela sa jedne strane, i njihovih karakteristika odnosno performansi, sa druge strane. Bez obzira na veliki broj različitih tipova ovih detektora, svi kompletni modeli gasnih detektora sadrže tri celine: 1) interakciju upadne čestice sa detektorom (gasom ili pogodnim „konvertorom“) i nastajanje tzv. primarnog naelektrisanja, 2) transport naelektrisanja u gasu pod uticajem električnog i/ili magnetskog polja, 3) indukciju i formiranje električnog signala na elektrodama. Postoji više pristupa u modelovanju gasnih detektora. Na primer, stohastički modeli se koriste za dobijanje performansi detektora koje zavise od stohastičke prirode interakcije upadne čestice visoke energije, kao i stohastike transporta i multiplikacije nastalog naelektrisanja u gasu. Sa druge strane, determinističkim modelima je moguće dobiti samo srednje vrednosti signala ili karakteristika detektora. Takođe, modeli mogu biti analitički ili numerički. Bez obzira što su često aproksimativni, jedino analitički modeli daju generalnu za-



visnost između karakteristika detektora i fizičkih parametara.

Svi modeli gasnih detektora čestica, osim mikroskopskog stohastičkog modela [12], direktno koriste transportne koeficijente i brzinske koeficijente reakcija u gasovima kao ulazne parametre. Transportni koeficijenti se mogu dobiti iz eksperimenata sa rojevima naelektrisanih čestica (engl. swarm experiments) [13, 14], kao i teorijskim putem rešavanjem Boltzmannove transportne jednačine [15–17] ili u Monte Karlo simulacijama [18, 19]. Unutar zajednice istraživača koji se bave modelovanjem gasnih detektora, za proračun transportnih osobina elektrona u gasovima najčešće se koristi MAGBOLTZ [20], javno dostupni računarski Monte Karlo kod razvijen od strane S. Biagija. Ovaj alat omogućava proračun transportnih parametara elektrona u hidrodinamičkim [21] i nehidrodinamičkim uslovima koji odgovaraju različitim eksperimentalnim aranžmanima. MAGBOLTZ koristi preseke za rasejanje elektrona koji su ugrađeni u kod, pa ih je stoga teško menjati. Kvalitet i pouzdanost ovih ugrađenih preseka je doveden u pitanje više puta. Na primer, u bazi podataka za 60 gasova neki od gasova imaju potpuno identične preseke. Ukoliko su preseci menjani sa ciljem postizanja boljeg slaganja između eksperimentalno izmerenih transportnih koeficijenata i onih dobijenih u Monte Karlo simulacijama, u kodu nema nikakvih detalja proračuna i informacija o načinu reskaliranja preseka za pojedinačne sudarne procese. Ove poteškoće se posebno ogledaju u slučaju freona  $C_2H_2F_4$  [22], koji ima ulogu nosećeg gasa u smešama koje koristi većina savremenih detektora tipa RPC (engl. Resistive Plate Chamber). Pored poteškoća povezanih sa nemogućnošću da se preseci za rasejanje elektrona menjaju i prilagođavaju problemu koji se analizira, postoji čitav niz dodatnih problema koji čine ovaj kod problematičnim. Na primer, postoje jasne indicije da ovaj kod nije dovoljno testiran za transport elektrona u jako elektronegativnum gasovima. Ovi gasovi imaju veoma velike preseke za zahvat elektrona pa se usled intenzivnog nestajanja ovih čestica u simulacijama moraju koristiti određene tehnike za njihovo reskaliranje [23]. Pored MAGBOLTZ-a, za proračun transporta elektrona često se koristi i BOLSIG+ [24, 25]. BOLSIG+ je zasnovan na numeričkom rešavanju Boltzmannove jednačine aproksimacijom dva člana (engl. two term approximation) koja u nekim uslovima daje nepouzdanu rezultate u poređenju sa Monte Karlo simulacijom ili *multi term* metodom za rešavanje Boltzmannove jednačine. Treba imati u vidu i da je prvobitna verzija MAGBOLTZ-a [26], zapravo koristila numerička rešenja Boltzmannove jednačine. Kasnije je uočeno da ovaj kod u određenim situacijama može uneti značajne greške u rezultate [27], nakon čega je povučen i zamenjen aktuelnom Monte Karlo verzijom.

Osim problema kvaliteta transportnih i sudarnih podataka elektrona u gaso-

vima, postoji i problem implementacije različitih vrsta transportnih parametara u modele gasnih detektora čestica. Izgleda da unutar zajednice koja se bavi gasnim detektorima ne postoji svest o dualnoj prirodi transportnih koeficijenata. U transportnoj teoriji rojeva naelektrisanih čestica, poznato je da se u hidrodinamičkim uslovima, mogu definisati dve različite familije transportnih koeficijenata „flux“ i „bulk“ [13, 28]. Razlike između ove dve familije transportnih koeficijenata potiču od eksplicitnih efekata nekonzervativnih sudara. Pod nekonzervativnim sudarima podrazumevaju se oni sudari koji rezultuju promenom broja čestica u ansamblu, npr. jonizacija, zahvat elektrona, rekombinacija elektrona i jona, itd. U modelovanju gasnih detektora, do sada su sistematski korišćeni *flux* podaci. S druge strane, u većini eksperimenata se zapravo mere *bulk* transportni koeficijenti [13, 17]. Od javno dostupnih kodova, BOLSIG+ od skoro nudi mogućnost proračuna *bulk* podataka, dok MAGBOLTZ takođe računa *bulk* podatke ali ih naziva „time of flight“ podacima prema tzv. Tagashirinoj konvenciji [29]. Razlike između *flux* i *bulk* transportnih koeficijenata su često značajne i mogu se kretati od nekoliko procenata do nekoliko redova veličine. Osim toga, u nekim slučajevima ove dve vrste transportnih koeficijenata pokazuju veoma različito kvalitativno ponašanje kao što je negativna apsolutna *flux* mobilnost elektrona [30] u smešama plemenitih i izrazito elektronegativnih gasova, ali i negativna diferencijalna provodnost u *bulk* brzini drifta kod elektronegativnih gasova [31].

RPC detektori se često koriste za *timing* i *triggering* u mnogim savremenim eksperimentima fizike visokih energija [32–36] kao i u drugim oblastima poput fizike kosmičkog zračenja [37]. U odnosu na ostale gasne detektore, ovi detektori se izdvajaju po svojoj izuzetnoj vremenskoj rezoluciji zahvaljujući kojoj imaju i veliki potencijal za primene u novoj generaciji uređaja za medicinsko slikanje [38–40]. RPC detektori rade u lavinskom ili strimerskom režimu i najčešće koriste smeše gasova  $C_2H_2F_4$ ,  $i-C_4H_{10}$  i izrazito elektronegativnog  $SF_6$  [35]. Pored  $C_2H_2F_4$ , kvalitet postojećih sudarnih podataka za  $i-C_4H_{10}$  je takođe doveden u pitanje [41, 42]. S obzirom na korišćene gasove i režime rada ovih detektora, efekti nekonzervativnih sudara elektrona kao i dualnost transportnih podataka se ne mogu zanemariti. Ipak, u svim dosadašnjim modelima RPC detektora sistematski su korišćeni flux transportni podaci. Takođe, stohastički modeli ovih detektora [43–47], koji se koriste npr. za dobijanje efikasnosti detekcije i vremenske rezolucije, se zasnivaju na poluempirijskim modelima lavinskog procesa ili Leglerovoj teoriji rasta elektronskih lavina koja podrazumeva da verovatnoća za sudarnu jonizaciju ne zavisi od energije elektrona [48]. Sa druge strane, u fluidnom modelovanju razvoja strimera i signala

RPC detektora [49–51], difuzija elektrona nije uzimana u obzir a parcijalne diferencijalne jednačine su rešavane neodgovarajućim tehnikama numeričke integracije i sa problematično implementiranim graničnim uslovima. S’ obzirom da je u dosadašnjem modelovanju gasnih detektora čestica nedovoljno pažnje bilo posvećeno kvalitetu transportnih i sudarnih podataka elektrona u gasovima, ovi podaci kao i njihova implementacija u modele detektora imaće ključno mesto u disertaciji. Postojeći preseki za rasejanje elektrona u gasovima koji se koriste u detektorima biće kritički analizirani. Takođe će biti prikazani i novi preseki za rasejanje elektrona freonu  $C_2H_2F_4$ , nosećem gasu u smešama kod većine savremenih RPC detektora. Na osnovu ovih preseka, sistematski će biti razmotren nekonzervativni transport elektrona u gasovima i smešama koje koriste RPC detektori na ATLAS [1], ALICE [2] i CMS [3] eksperimentima u CERN-u. Za analizu transporta i proračun transportnih parametara elektrona u gasovima biće korišćene *multi term* momentna metoda numeričkog rešavanja Boltzmannove jednačine kao i Monte Karlo simulacije. Posebno će biti prikazan potpuno novi mikroskopski stohastički model odziva RPC detektora zasnovan na Monte Karlo tehnici praćenja trajektorija pojedinačnih elektrona i njihovih sudara sa molekulima gasa, čime su izbegnute sve aproksimacije na kojima se zasnivaju dosadašnji stohastički modeli. Ovaj model biće primenjen za dobijanje ključnih karakteristika RPC detektora, vremenske rezolucije i efikasnosti detekcije, ali i za razmatranje stohastike elektronskih lavina. Osim mikroskopskog stohastičkog modela, biće prikazan i novi deterministički fluidni model zasnovan na hidrodinamičkoj pretpostavci uz aproksimaciju lokalnog električnog polja. Ovaj model, će uz klasičan fluidni model biti korišćen za analizu razvoja strimera u RPC detektorima pod uticajem fotojonizacije. U odnosu na postojeće fluidne modele RPC detektora, navedeni modeli uključuju difuziju elektrona i koriste naprednije numeričke šeme za integraciju parcijalnih diferencijalnih jednačina. Navedenim mikroskopskim stohastičkim modelom, kao i fluidnim modelom, biće pokazano kako različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  utiču na rezultate modelovanja RPC detektora koji koriste ovaj gas. Sa druge strane, fluidnim modelom će posebno biti ilustrovano u kolikoj meri nekorektna implementacija transportnih koeficijenata, zanemarivanjem eksplicitnih efekata nekonzervativnih sudara, utiče na izračunate signale detektora.

Konačno, naročita pažnja biće posvećena analizi transporta elektrona u gasovima koji se koriste kod TPC komora (engl. Time Projection Chamber). Ovi detektori koriste ukršteno električno i magnetsko polje, a u eksperimentima se primenjuju za tro-dimenzionalnu rekonstrukciju putanje naelektrisane čestice visoke energije [52–54]. TPC komore spadaju u najveće gasne detektore, sa zapreminom gasa do  $100 \text{ m}^3$ ,

gde je teško precizno kontrolisati radne uslove poput temperature gasa, prisustva nečistoća u gasnoj smeši i prostorne uniformnosti električnog i magnetskog polja. Analizom transporta elektrona u ovim detektorima biće pokazano kako navedeni radni parametri utiču na transportne osobine elektrona od kojih konačno zavise performanse detektora, poput prostorne rezolucije i linearnosti rekonstrukcije trajektorije čestica.

U poglavlju 2, biće predstavljen koncept savremenih eksperimenata u fizici visokih energija. Posebno će biti opisani glavni mehanizmi interakcije naelektrisanih čestica sa materijom a takođe će biti prikazano nekoliko gasnih detektora čestica koji se često koriste u ovim eksperimentima. U poglavlju 3, biće date teorijske osnove transporta elektrona u neutralnim gasovima. Polazeći od definicije roja naelektrisanih čestica i fazne funkcije raspodele, na osnovu hidrodinamičke aproksimacije biće date definicije transportnih koeficijenta za rojeve elektrona u gasovima. Posebno će biti razmotrene dve tehnike za proračun transportnih koeficijenta — momentna metoda za rešavanje Boltzmannove transportne jednačine i Monte Karlo simulacije. U poglavlju 4, biće razmotren transport elektrona u TPC detektoru pod dejstvom ukrštenog električnog i magnetskog polja. Naročita pažnja biće posvećena uticaju magnetskog polja, temperature gasa i udela primesa u gasnoj smeši na transportne osobine od kojih zavise performanse TPC detektora. Transport elektrona u gasovima i smešama koje koriste RPC detektori, biće razmotren u poglavlju 5. U ovom poglavlju, dat je kritički osvrt na primenu transportnih i sudarnih podataka u modelovanju RPC detektora. Opis, principi rada i primene RPC detektora biće prikazani u poglavlju 6. Novi mikroskopski stohastički model RPC detektora biće predstavljen u poglavlju 7. Rezultati primene ovog modela za analizu stohastike lavinskog procesa, kao i za dobijanje vremenske rezolucije i efikasnosti RPC detektora, biće prikazani u poglavlju 8. U poglavlju 9, biće date teorijske osnove za fluidno modelovanje RPC detektora, klasičnim fluidnim modelom i novim modelom zasnovanim na hidrodinamičkoj aproksimaciji. Takođe će biti prikazana i numerička implementacija ovih modela u 1.5 dimenziji. Rezultati fluidnog modelovanja nekoliko konstrukcija RPC detektora, biće predstavljeni u poglavlju 10. Koristeći ove modele, posebno će biti razmotren uticaj transportnih podataka na razvoj strimera i signala u detektoru. Konačno, u poglavlju 11, u formi zaključka su sumirani ključni rezultati i doprinosi ove disertacije i identifikovani su pravci budućih istraživanja.

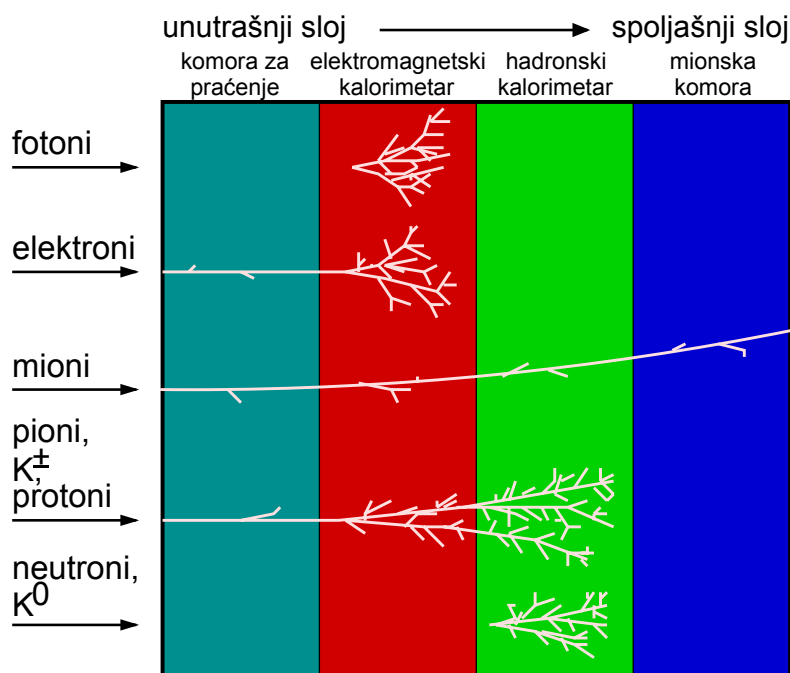
## Poglavlje 2

# Gasni detektori čestica visokih energija

### 2.1 Uvod

Osnovni zadatak detektorskih sistema u okviru eksperimenata fizike visokih energija, jeste da daju električni signal koji nosi informaciju o putanji čestice, vremenu prolaska čestice kroz detektor ili energiji koju je čestica deponovala u materijalu detektora. Osim kalorimetrije i određivanja putanje čestice, detektori se često koriste i za identifikaciju čestica. Identifikacija čestica se obično vrši na osnovu načina na koji čestice interaguju ili određivanjem njihove mase i naelektrisanja. U okviru eksperimenata koji koriste akceleratora naelektrisanih čestica, detektori se obično postavljaju koncentrično oko tačke ukrštanja snopova naelektrisanih čestica ili tačke interakcije snopa sa metom. U ovakvom sistemu, svaki od detektora ima svoju vrlo specifičnu ulogu.

Od više stotina danas poznatih čestica [55], pri energijama reda GeV svega njih 27 ima vreme života  $\tau$  takvo da je  $c\tau > 1 \mu\text{m}$ , gde je  $c$  brzina svetlosti u vakuumu. Stoga, samo ovih 27 čestica može da napusti tačku interakcije. U ovu grupu čestica se ne ubrajaju neutrini obzirom da obično ne ostavljaju nikakav trag u detektorima. Od navedenih 27 čestica, njih 14 ima  $c\tau > 500 \mu\text{m}$  tako da mogu da dospeju do detektora. S druge strane, od ovih 14 preostalih čestica, njih 8 se zapravo najčešće pojavljuje. To su elektroni ( $e^\pm$ ), mioni ( $\mu^\pm$ ), fotoni ( $\gamma$ ), naelektrisani pioni ( $\pi^\pm$ ), naelektrisani kaoni ( $K^\pm$ ), neutralni kaoni ( $K^0$ ), protoni ( $p^\pm$ ) i neutroni ( $n$ ). Detektorski sistemi u okviru savremenih eksperimenata fizike visokih energija, projektovani su da identifikuju ovih 8 čestica i odgovarajućih antičestica, kao i da odrede njihov



Slika 2.1: Šematski prikaz konstrukcije detektorskog sistema u okviru savremenih eksperimenata fizike visokih energija. Čestice prolaze kroz nekoliko slojeva detektora od kojih svaki ima specifičnu namenu. Prolazeći kroz detektore, čestice putem interakcija ostavljaju svoj specifični trag na osnovu koga ih je moguće identifikovati [57].

impuls i energiju [56].

Na Slici 2.1 dat je šematski prikaz koncepta detektorskog sistema koji se često koristi kod savremenih eksperimenata fizike visokih energija. Svaka čestica prolazi kroz nekoliko koncentrično postavljenih slojeva detektora od kojih svaki ima specifičnu namenu. U *komori za praćenje* određuje se putanja naelektrisane čestice, a na osnovu skretanja putanje pod dejstvom magnetskog polja, moguće je odrediti impuls i znak naelektrisanja čestice. *Elektromagnetski kalorimetar* je projektovan za merenje energije elektrona i fotona. Ova energija se najvećim delom apsorbuje kroz niz kaskadnih elektromagnetskih interakcija (tzv. elektromagnetska kaskada) u vidu produkcije parova elektron-pozitron i emisije fotona zakočnog zračenja. Na sličan način *hadronski kalorimetar* određuje energiju hadrona koja se većim delom oslobađa kroz hadronsku kaskadu. Poslednji sloj detektorskog sistema namenjen je *detekciji miona*. Zbog oko 200 puta veće mase od elektrona, mioni visoke energije imaju daleko manju verovatnoću za emisiju zakočnog zračenja od elektrona, te stoga najčešće ne proizvode elektromagnetske kaskade i prolaze kroz sve navedene detektore.

Svaka od osam navedenih čestica ostavlja karakterističan trag u detektorskom

sistemu. Elektroni najčešće jonizuju, ali i emituju zakočno zračenje zbog njihove male mase. U materijalu velikog rednog broja  $Z$ , fotoni uglavnom proizvode parove elektron-pozitron koji zatim pokreću elektromagnetsku kaskadu. Hadroni u gustom materijalu stvaraju hadronsku kaskadu, s tim što naelektrisani hadroni jonizuju dok neutralni hadroni ne jonizuju. Mioni uglavnom jonizuju i ne stvaraju elektromagnetske kaskade.

U ovom poglavlju će biti predstavljeni najvažniji mehanizmi interakcije čestica sa materijalom na kojima se zasnivaju principi rada detektora. Takođe će biti dat kratak pregled nekih gasnih detektora čestica koji se često koriste u eksperimentima fizike visokih energija.

## 2.2 Interakcija čestica sa materijom

Kako bi se čestica uopšte detektovala, ona mora da interaguje sa materijalom detektora na neki način koji je moguće izmeriti. Postoje dve glavne vrste interakcija čestica sa materijom — elektromagnetska i jaka interakcija. U praksi je najčešća elektromagnetska interakcija kojoj podležu fotoni i naelektrisane čestice, dok hadroni mogu da interaguju i jakom interakcijom.

U elektromagnetskoj interakciji sa atomskim elektronima, čestica gubi energiju pri jonizaciji ili ekscitaciji atoma. Sa druge strane, pri elektromagnetskoj interakciji sa atomskim jezgrom, čestica se rasejava menjajući pravac, uz moguću emisiju fotona zakočnog zračenja. Poseban slučaj je i emisija Čerenkovljevog zračenja koja je moguća ako je brzina čestice veća od brzine svetlosti u materijalu. Takođe, pri prelazu čestice iz jednog u drugi materijal moguća je i emisija tzv. prelaznog zračenja. Od svih navedenih vrsta interakcija, za gasne detektore čestica je najznačajnija jonizacija jer se na njoj zasniva princip rada većine detektora ovog tipa.

### 2.2.1 Gubitak energije usled jonizacije i ekscitacije

Umereno relativističke naelektrisane čestice teže od elektrona, uglavnom gube energiju kroz jonizaciju i ekscitaciju atoma materijala. Srednji gubitak energije po jedinici pređenog puta i gustine materijala, dobro je opisan Bethe-Blochovom formulom [55]

$$\left\langle -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (2.1)$$

gde je  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ ,  $N_A$  Avogadrov broj,  $r_e$  klasičan poluprečnik elektrona,  $m_e$  masa elektrona,  $z$  naelektrisanje čestice izraženo u jedinicama elementarnog naelektrisanja,  $Z$  atomski broj materijala,  $A$  molarna masa materijala,  $\beta$  odnos brzine čestice i brzine svetlosti u vakuumu,  $\gamma$  Lorentzov faktor,  $W_{\max}$  maksimalna kinetička energija koju čestica može predati u sudaru sa slobodnim elektronom,  $I$  srednja energija ekscitacije i  $\delta(\beta\gamma)$  korekcionni član usled efekta gustine. Za česticu mase  $M$  i impulsa  $M\beta\gamma c$ , maksimalni transfer kinetičke energije  $W_{\max}$  dat je sa

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}. \quad (2.2)$$

Ova energija se često aproksimira kao  $W_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$  kada je  $2\gamma m_e / M \ll 1$ . Ipak, treba voditi računa da, na primer, u slučaju piona energije 100 GeV u bakru, greška koju ova aproksimacija unosi u formulu (2.1) iznosi oko 6% i stoga je bolje koristiti tačan izraz.

Gubitak energije dat izrazom (2.1) takođe se naziva se i specifični gubitak energije, ili masena zaustavna moć. Bethe-Blochova formula daje specifični gubitak energije sa nesigurnošću od nekoliko procenata za materijale srednjeg  $Z$  i čestice u oblasti  $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ . Takođe, treba imati u vidu da je ovom formulom zapravo dat srednji gubitak energije koji je značajno veći od najverovatnijeg gubitka energije.

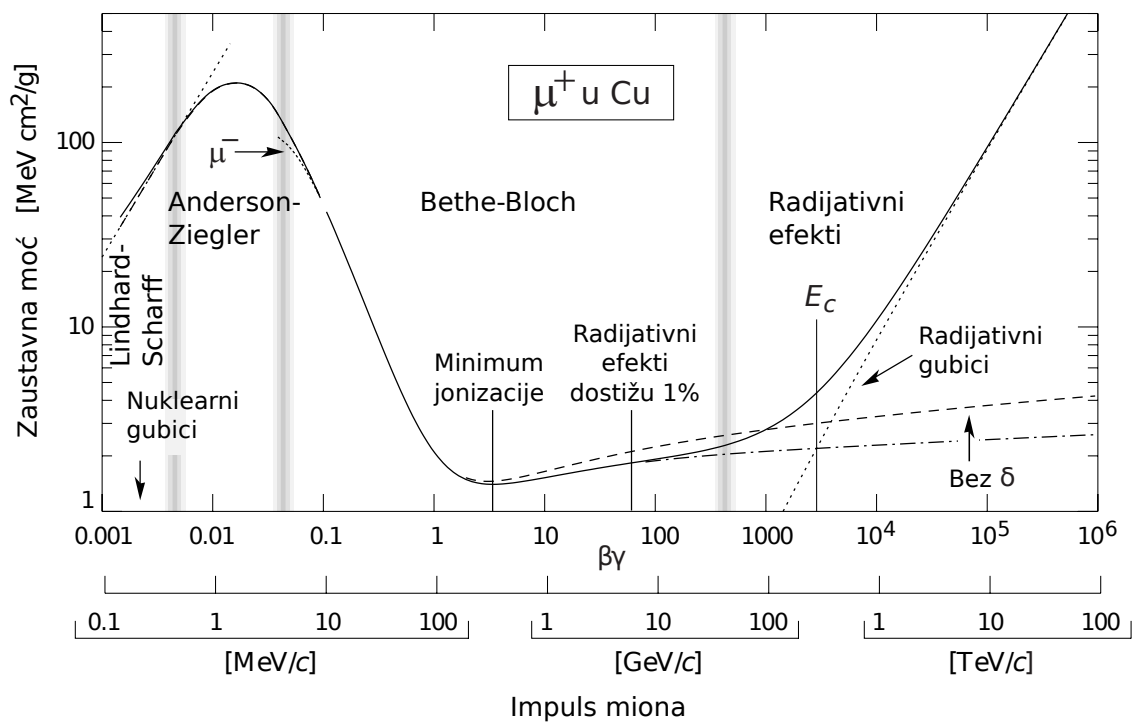
Na Slici 2.2, isprekidanom linijom je prikazan srednji gubitak energije izračunat formulom (2.1) za mione u bakru. U oblasti važenja Bethe-Blochove formule, gubitak energije prvo opada sa porastom  $\beta\gamma$  kao  $1/\beta^2$  a zatim dostiže minimum. Potom ponovo nastavlja da raste za velike vrednosti  $\beta\gamma$ . Ovaj relativistički porast određen je logaritamskim članom u izrazu (2.1), čiji doprinos zavisi od srednje energije ekscitacije  $I$ . Postoje dva uzroka ovog porasta. Prvi je ponašanje preseka za jonizaciju i ekscitaciju koji raste sa povećanjem  $\gamma$ . Drugi uzrok je kinematički, jer sa povećanjem  $\beta\gamma$  raste i maksimalan mogući transfer energije u sudaru a time i srednji gubitak energije čestice. Takođe, kako energija čestice raste, njena transverzalna komponenta električnog polja se povećava a time i doprinos dalekih sudara koji raste kao  $\ln \beta\gamma$ . Ipak, usled polarizacije materijala ovo električno polje biva delimično zaklonjeno, tako da se logaritamski porast efektivno smanjuje. Ovaj efekat uvodi se kroz korekcionni član  $\delta/2$  koji za veoma visoke energije postaje

$$\delta/2 \rightarrow \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln \beta\gamma - 1/2, \quad (2.3)$$

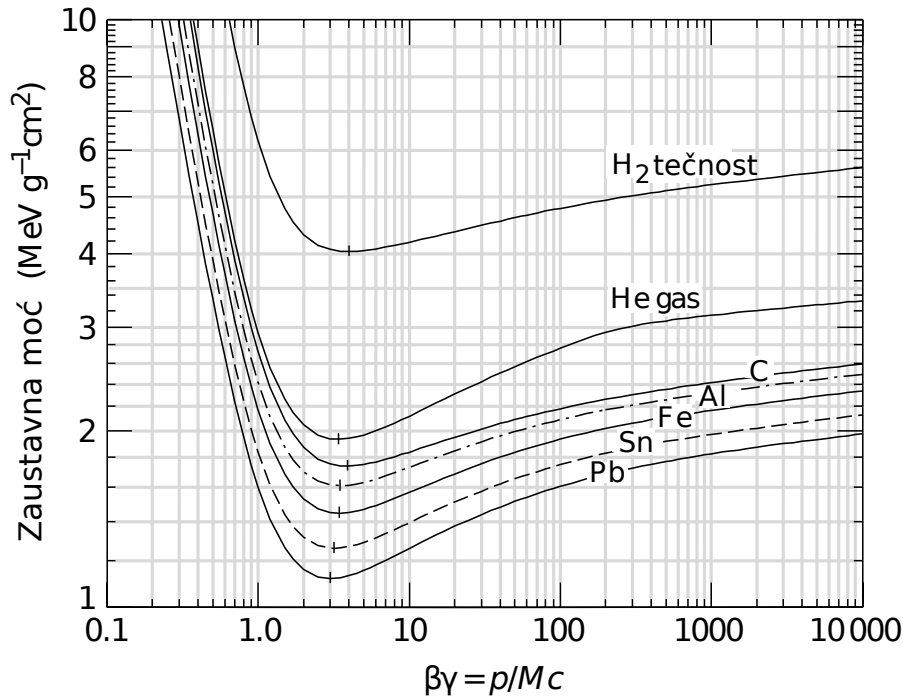
gde je

$$\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3} \frac{m_e c^2}{\alpha}, \quad (2.4)$$





Slika 2.2: Srednji specifični gubitak energije (zaustavna moć) miona u bakru, izražen u funkciji  $\beta\gamma = p/Mc$  [58]. Ukupni gubitak energije prikazan je punom linijom dok je gubitak energije usled sudara izračunat Bethe-Blochovom formulom prikazan isprekidanom linijom. Vertikalnim trakama odvojene su oblasti važenja različitih modela gubitaka energije.



Slika 2.3: Zaustavna moć u ugljeniku, aluminijumu, gvožđu, kalaju, olovu, tečnom vodoniku i gasnom helijumu [58]. Radijativni gubici nisu uračunati.

tzv. energija plazme materijala,  $N_e$  koncentracija elektrona i  $\alpha$  konstanta fine strukture [55]. Obzirom da energija plazme raste kao kvadratni koren koncentracije elektrona, doprinos ove korekcije je daleko veći kod tečnosti i čvrstih materijala nego kod gasova.

Bitno je istaći da gubitak energije definisan Bethe-Blochovom formulom ne zavisi od mase čestice  $M$ , osim na najvišim energijama usled blage zavisnosti  $W_{\max}$  od  $M$ . U svim praktičnim primenama, ovaj gubitak energije isključivo zavisi od brzine čestice, njenog naelektrisanja i parametara materijala. U većini različitih materijala, sa izuzetkom vodonika, čestice iste brzine imaju slične specifične gubitke energije koji blago opadaju sa porastom atomskog broja  $Z$  materijala (Slika 2.3). Pri visokom energijama čestice, kvalitativna razlika u ponašanju zaustavne moći kod gasnog helijuma u odnosu na ostale materijale, potiče od korekcije  $\delta$  usled efekta gustine. Sve prikazane krive imaju izražen minimum čija se pozicija kreće od  $\beta\gamma = 3.5$  do 3 dok se  $Z$  menja od 7 do 100. U praksi, većina relativističkih čestica, kao što su kosmički mioni, imaju gubitke energije bliske minimumu. Takve čestice se obično nazivaju minimalno jonizujućim česticama (engl. minimum ionising particle, mip).

Ključni izvor nesigurnosti u primeni Bethe-Blochove formule jeste srednja energija ekscitacije  $I$ . U literaturi postoje preporučene vrednosti ovog parametra dobi-

jene na osnovu merenja specifičnog gubitka energije u materijalima. Sa druge strane, aproksimativno se može smatrati da je srednja energija jonizacije  $I$  direktno srazmerna atomskom broju  $Z$ , pri čemu se koeficijent proporcionalnosti kreće od 20 eV (za vodonik) do 13 eV (za ugljenik), a za argon i ostale elemente višeg  $Z$  iznosi oko 10 eV [59]. Takođe, poznajući srednje energije ekscitacije elemenata, moguće je u prvoj aproksimaciji odrediti srednju energiju ekscitacije smeše ili jedinjenja, primenom Braggovog pravila

$$\ln I_{\text{jedinjenja}} = \frac{\sum_i n_i \ln I_i}{\sum_i n_i}, \quad (2.5)$$

gde su  $n_i$  i  $I_i$  koncentracija elektrona i srednja energija ekscitacije elementa  $i$ , respektivno.

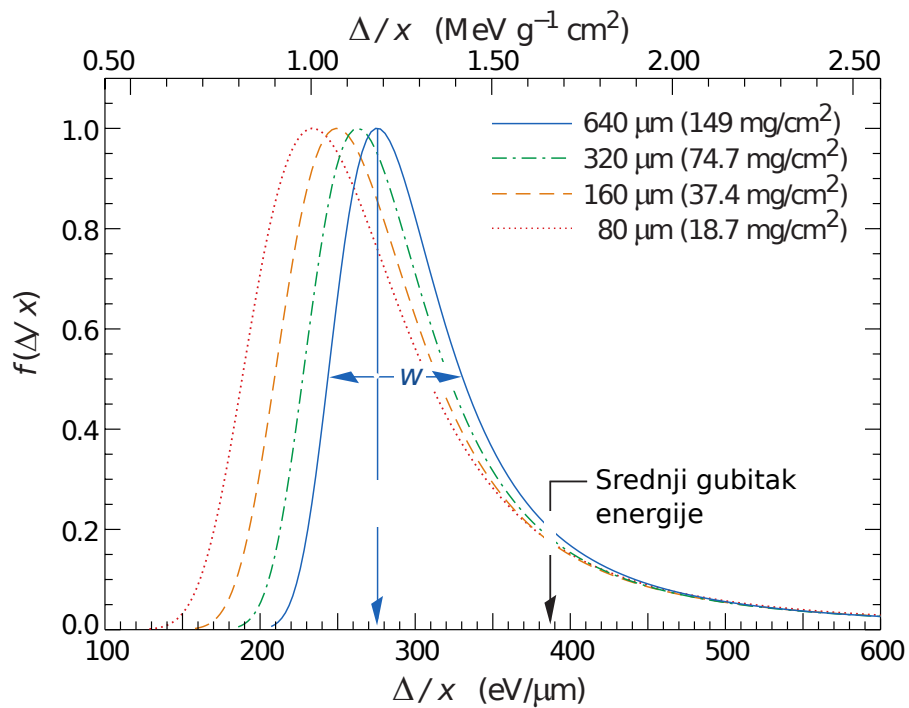
## Fluktuacije gubitka energije

Bethe-Blochova formula (2.1) daje srednji specifični gubitak energije po jedinici pređenog puta naelektrisane čestice. U slučaju tankih apsorbera ili malog broja upadnih čestica, gubitak energije u materijalu će zbog stohastičke prirode interakcija imati veliko odstupanje od srednje vrednosti. Funkcija gustine verovatnoće  $f(\Delta, x)$ , koja opisuje raspodelu gubitka energije  $\Delta$  čestice u materijalu debljine  $x$ , tradicionalno se naziva Landauovom raspodelom, bez obzira na kasnije korekcije drugih autora [58]. Primeri ovih raspodela, izračunatih za pione energije 500 MeV u materijalu od silicijuma različitih debljina, prikazani su na Slici 2.4. Landauova raspodela se ne može izraziti u zatvorenom analitičkom obliku već se računa numerički. Zbog dugačkog „repa“, ova raspodela nema konačne momente i u praksi se odseca na određenoj energiji. Najverovatniji gubitak energije  $\Delta_p$ , u prvoj aproksimaciji raste kao  $x(a + \ln x)$  a odnos  $w/\Delta_p$  opada sa povećanjem  $x$ , gde je  $w$  širina krive na polovini visine maksimuma. Kod veoma debelih apsorbera, gde gubitak energije prelazi polovinu početne energije čestice, Landauova raspodela počinje da liči na Gaussovu raspodelu.

## 2.2.2 Gubitak energije usled zračenja

### Višestruko rasejanje

Brza naelektrisana čestica, pod dejstvom električnog polja jezgra, može da promeni svoj pravac kretanja. Ovakva vrsta rasejanja, gde čestica impulsa  $p$  i brzine  $\beta c$  skreće pod uglom  $\Theta$  u odnosu na prvobitni pravac, opisana je diferencijalnim



Slika 2.4: Izračunate funkcije gustine raspodele gubitka energije  $\Delta$  usled prolaska piona energije 500 MeV kroz materijal od silicijuma debljine  $x$  [58]. Raspodele su prikazane u funkciji  $\Delta/x$  i normirane na jedinicu u tački najverovatnijeg gubitka energije  $\Delta_p/x$ . Sa  $w$  je označena širina krive na polovini visine maksimuma.

efikasnim presekom datim poznatom Rutherfordovom formulom [7]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{z^2 Z^2 r_e^2}{4} \left( \frac{m_e c}{\beta p} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (2.6)$$

Ova formula strogo važi pod uslovom da se konačna dimenzija jezgra, i zaklanjanje njegovog električnog polja atomskim elektronima, mogu zanemariti.

Prolazeći kroz materijal, čestica trpi višestruko Coulombovsko rasejanje od jezgara. Kod hadrona, i jake interakcije takođe doprinose višestrukome rasejanju. Raspodela ugla skretanja usled višestrukog Coulombovskog rasejanja je dobro opisana Molièreovom teorijom [55]. Za male uglove rasejanja, ona je približno Gaussovska sa standardnom devijacijom

$$\theta_0 = \theta_{\text{ravan}}^{\text{rms}} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0,038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (2.7)$$

i srednjom vrednošću jednakoj nuli, gde je  $x$  debljina materijala izražena u jedinicama radijacione dužine  $X_0$ . Za uglove veće od nekoliko  $\theta_0$ , Molièreova raspodela se ponaša kao Rutherfordovo rasejanje. Veza između ugla rasejanja  $\theta_0$ , projektovanog na ravan upadne čestice, i ugla u prostoru  $\theta_{\text{prostor}}$  data je sa

$$\theta_0 = \theta_{\text{ravan}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_{\text{prostor}}. \quad (2.8)$$

### Zakočno zračenje

Ukoliko naelektrisana čestica usporava pod dejstvom Coulombovskog polja jezgra, deo njene energije biće emitovan u vidu fotona zakočnog zračenja. Za čestice visokih energija, specifični gubitak energije usled zakočnog zračenja je dat sa [7]

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}, \quad (2.9)$$

gde je

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m c^2}. \quad (2.10)$$

Obzirom da je  $r_e \propto 1/m_e$ , zakočno zračenje uglavnom emituju elektroni. Jednačina (2.9) se za elektrone može napisati u obliku

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}, \quad (2.11)$$

gde je

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})} \quad (2.12)$$

radijaciona dužina apsorbera. Treba imati u vidu da je prema (2.11), specifični gubitak energije direktno srazmeran energiji čestice, dok radijaciona dužina izrazito zavisi od parametara materijala. Energija čestice, pri kojoj su njeni gubici usled zakočnog zračenja jednaki gubicima usled jonizacije i ekscitacije, naziva se kritična energija. Kritična energija za tečnosti i čvrste materijale može se aproksimirati kao

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24}, \quad (2.13)$$

a za gasove kao

$$E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0,92}. \quad (2.14)$$

Razlika između kritičnih energija za gasove sa jedne strane, i tečnosti i čvrstih materijala sa druge strane, potiče od korekcija efekta gustine koji doprinose gubitku energije usled jonizacije i ekscitacije. Takođe, zakočno zračenje težih čestica visokih energija se ne može zanemariti. Na primer, kritična energija miona u bakru

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right)^2, \quad (2.15)$$

iznosi oko 860 GeV, što je prikazano na Slici 2.2. Iznad kritične energije dominiraju radijativni gubici, dok ispod ove energije dominiraju gubici usled jonizacije i ekscitacije.

## Čerenkovljevo zračenje

Naelektrisana čestica, čija je brzina veća od lokalne fazne brzine svetlosti u materijalu, može emitovati Čerenkovljevo zračenje. Ovo zračenje emituje se u obliku konusa sa polu-uglom [58]

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n\beta}, \quad (2.16)$$

gde je  $n$  indeks prelamanja svetlosti u materijalu. Broj fotona po jedinici talasne dužine Čerenkovljevog zračenja, i jedinici pređenog puta čestice naelektrisanja  $ze$ , dat je sa

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right). \quad (2.17)$$

Gubitak energije čestice usled Čerenkovljevog zračenja je zanemarljiv, ali se osobine ovog zračenja poput zavisnosti karakterističnog ugla od brzine čestice, koriste kod Čerenkovljevih brojača.

## Prelazno zračenje

Prelazno zračenje emituje naelektrisana čestica pri naglom prelazu iz sredine sa jednom dielektričnom konstantom u drugu. Na primer, energija prelaznog zračenja čestice koja prelazi iz vakuuma u materijal sa frekvencijom plazme  $\omega_p$  je data sa [58]

$$I = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3}. \quad (2.18)$$

Tipičan ugao pod kojim se emituje ovo zračenje iznosi  $1/\gamma$ . Za česticu sa  $\gamma = 1000$ , emitovani fotoni prelaznog zračenja imaju energije od 2 do 20 keV. Obzirom da energija prelaznog zračenja raste sa  $\gamma$ , ono se koristi u nekim detektorima za identifikaciju brzih elektrona.

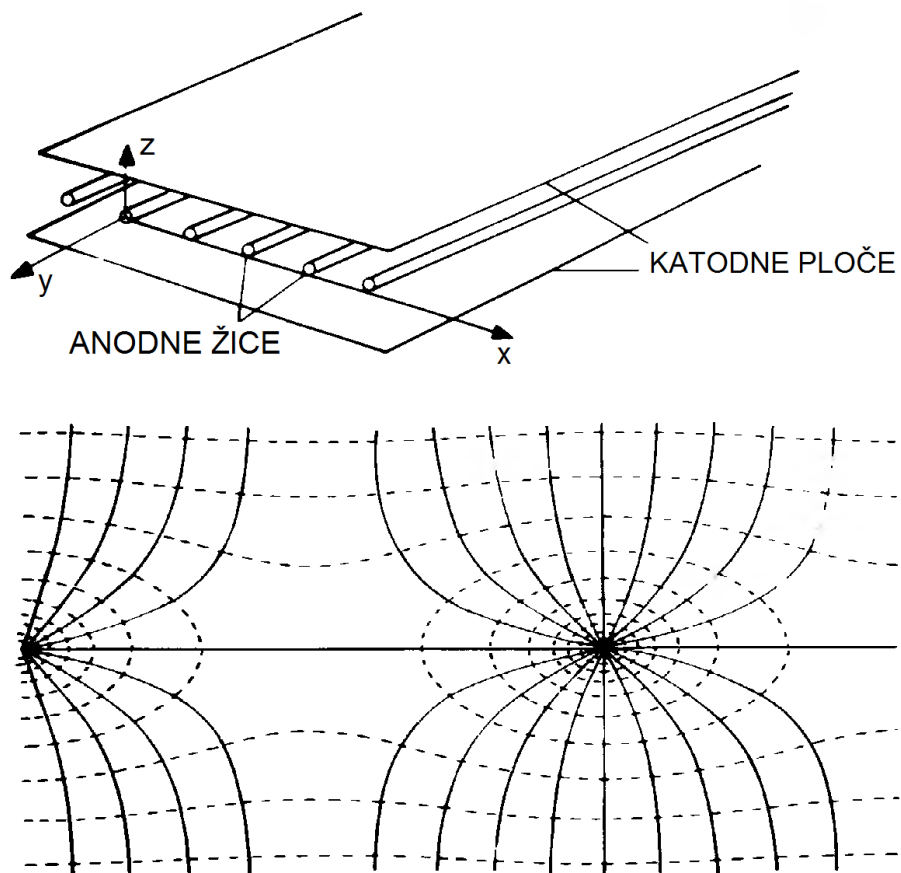
## 2.3 MWPC komora

Konstruisana 1960-tih od strane G. Charpaka, višežičana proporcionalna komora (engl. Multiwire Proportional Chamber, MWPC) je jedan od prvih detektora koji daje električni signal pozicije prolaska čestice kroz detektor. U originalnoj konstrukciji, sastoji se od niza paralelnih tankih žica (anoda) na ekvidistantnim rastojanjima, postavljenih u jednoj ravni na sredini između dve pločaste katode (Slika 2.5). Rastojanje između anodnih žica je obično oko 2 mm dok je rastojanje između katodnih ploča oko 1 cm.

MWPC detektori rade na sličan način kao i klasični proporcionalni brojači. Detektor se postavlja tako da upadna čestica prolazi pod skoro pravim uglom u odnosu na ravan katode. Duž svoje putanje, upadna čestica ostavlja u detektoru trag u vidu elektron-jonskih parova. Elektroni pod dejstvom električnog polja dolaze do najbliže anode gde se pod jakim električnim polje anode multipliciraju u lavinskom procesu. U lavinskom procesu takođe nastaju i pozitivni joni. Lavinska multiplikacija prestaje kada polje prostornog naelektrisanja obori ukupno električno polje ispod kritične vrednosti. Na kraju, elektroni bivaju apsorbovani na anodi dok se preostali pozitivni joni polako kreću ka katodi.

Tokom navedenog procesa, u anodi se indukuje karakterističan električni signal koji predstavlja poziciju upadne čestice. Obzirom da se koristi signal samo jedne anodne žice, prostorna rezolucija duž ose upravne na anodne žice određena je uniformnom raspodelom

$$\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}}, \quad (2.19)$$



Slika 2.5: Šematski prikaz standardne konfiguracije MWPC komore (gore). Linije električnog polja (pune) i ekvipotencijalne linije (isprekidane), prikazane u ravni normalnoj na dve susedne anodne žice (dole) [6, 60].



gde je  $d$  rastojanje između žica. Za tipičnu vrednost  $d = 2$  mm, prostorna rezolucija iznosi  $577 \mu\text{m}$ . Prostorna rezolucija može se poboljšati smanjivanjem rastojanja  $d$ , međutim to izaziva praktične probleme usled elektrostatičkog odbijanja susednih žica. Da bi se ovaj problem kompenzovao, moguće je povećati silu zatezanja žica do granice koju dopušta čvrstoća materijala. Međutim, obzirom na praktična ograničenja, prostorna rezolucija MWPC detektora duž ose normalne na žice obično iznosi oko  $600 \mu\text{m}$ . Da bi se odredila druga koordinata, moguće je koristiti dve paralelne MWPC komore sa žicama orijentisanim pod pravim uglom. Ipak, u praksi se koristi bolje rešenje gde su katode segmentirane u vidu traka [5]. Određivanjem pozicije na osnovu težinskog usrednjavanja signala katodnih traka moguće je ostvariti prostornu rezoluciju od čak  $50 \mu\text{m}$ .

MWPC komore obično koriste iste radne gasove pod atmosferskim pritiskom kao i proporcionalni brojači. To su najčešće smeše plemenitih gasova (argona ili ksenona) sa ugljovodicima (metan, izobutan) ili ugljen-dioksidom [7]. Tipičan faktor multiplikacije u gasu koji ostvaruju ovi detektori je reda  $10^5$ . Vremenska rezolucija ovih detektora je obično reda desetine nanosekundi, dok pod posebnim uslovima mogu ostvariti vremensku rezoluciju od čak nekoliko nanosekundi.

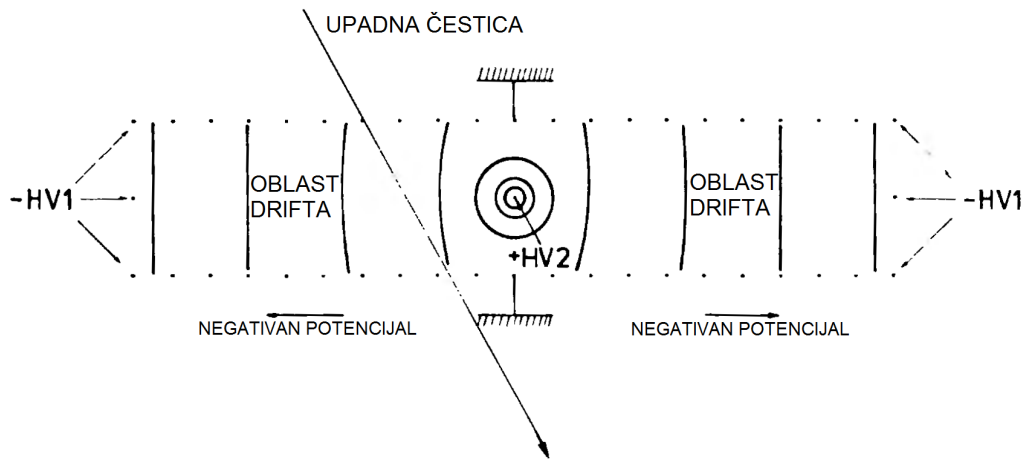
## 2.4 Drift komora

Drift komore su detektori koji koriste vreme drifta elektrona za određivanje pozicije upadne čestice. Jedna konstrukcija drift komore je prikazana na Slici 2.6. Ovi detektori rade na sledećem principu. Upadna čestica duž svoje putanje kroz detektor jonizuje gas i ostavlja trag u vidu elektron-jonskih parova. Elektroni se zatim kreću ka anodi pod dejstvom električnog polja. Na osnovu vremena  $\Delta t$  koje treba elektronima da dospeju do anode i indukuju merljiv signal, moguće je odrediti rastojanje putanje upadne čestice od anode kao

$$x = \int_{\Delta t} v(t) dt, \quad (2.20)$$

gde je  $v(t)$  brzina drifta elektrona. Vreme  $\Delta t$  se meri od trenutka prolaska čestice kroz detektor do trenutka formiranja signala na anodi. Trenutak prolaska čestice kroz detektor se određuje na osnovu brzog nezavisnog detektora, poput scintilacionog brojača, koji se postavlja uz drift komoru.

Ukoliko je brzina drifta elektrona praktično uniformna i ukoliko se zanemare svi ostali doprinosi, osim nesigurnosti određivanja vremena drifta usled elektronike  $\sigma_t$ , prostorna rezolucija drift komore se može jednostavno izračunati. U ovom slučaju,



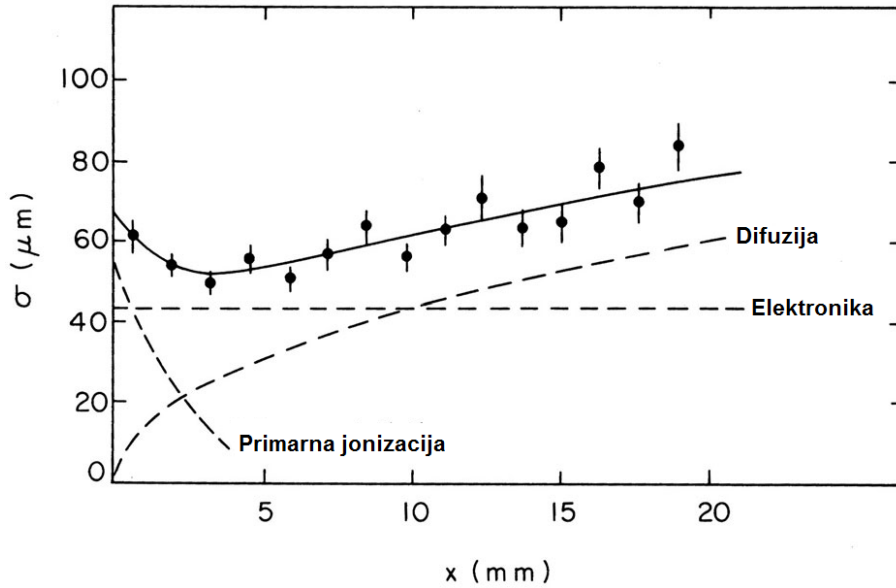
Slika 2.6: Šematski prikaz poprečnog preseka jedne konfiguracije drift komore. Ekvipotencijalne linije su prikazane punim krivama. Potencijal anodne žice je  $+HV2$  dok su katodne žice na potencijalu  $-HV1$ . Ostale žice su na potencijalima od 0 (na sredini) do  $-HV1$  (na krajevima) [6].

za tipične vrednosti  $v = 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  i  $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ , prostorna rezolucija iznosi  $\sigma_x = v\sigma_t = 50 \mu\text{m}$ . Međutim, prostorna rezolucija ima i druge doprinose koji na primer, potiču od difuzije tokom drifta elektrona kao i statistike primarne jonizacije. Za razliku od doprinosa elektronike, ovi doprinosi zavise od rastojanja  $x$  (Slika 2.7). Prostorna rezolucija takođe zavisi i od ugla putanje upadne čestice u odnosu na detektor.

Postoji više različitih konfiguracija drift komora od kojih je svaka optimizovana za određene namene i geometrije. One se razlikuju i po tzv. korektivnim elektrodama koje služe da obezbede što bolju uniformnost električnog polja od koje zavisi linearost rekonstrukcije prostorne koordinate. Na primer, u konfiguraciji prikazanoj na Slici 2.6, korektivne žice su postavljene na potencijale od 0 do  $-HV1$ , i obezbeđuju praktično uniformno električno polje u najvećem delu oblasti drifta.

## 2.5 TPC komora

TPC komore (engl. Time Projection Chambers) su detektori koji omogućavaju trodimenzionalnu rekonstrukciju putanje naelektrisane čestice. Ove komore se sastoje iz velike oblasti drifta i dvodimenzionalno poziciono-osetljivog detektora (npr. MWPC detektor sa segmentiranom katodom). U oblasti drifta, ovi detektori koriste paralelnu konfiguraciju električnog i magnetskog polja koja su takođe prostorno homogena. Slika 2.8 prikazuje princip rekonstrukcije putanje čestice kod TPC komore.



Slika 2.7: Izmerena prostorna rezolucija drift komore (tačke), u funkciji rastojanja putanje upadne čestice od anode [61]. Puna linija predstavlja teorijsku prostornu rezoluciju, izračunatu kao zbir pojedinačnih doprinosa koji su označeni isprekidanim linijama.

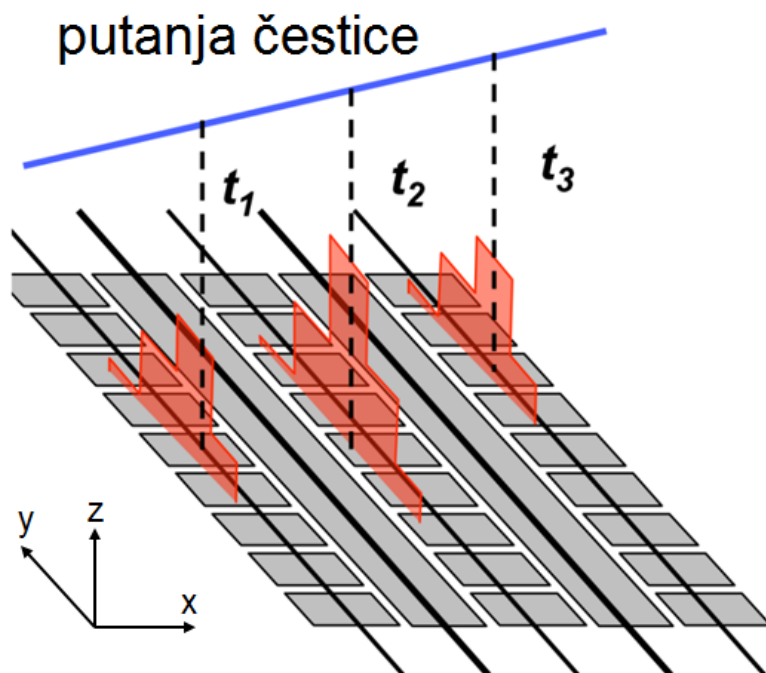
Nakon prolaska čestice kroz oblast drifta, trag u vidu elektrona nastalih jonizacijom kreće se pod dejstvom električnog polja i dolazi do MWPC detektora koji daje sliku dvodimenzionalne projekcije putanje čestice. Treća koordinata se određuje koristeći izmereno vreme drifta na isti način kao kod drift komora.

Prostorna rezolucija TPC komore direktno zavisi od difuzije elektrona. Obzirom na veliku oblast drifta, difuziono širenje kod ovih detektora je posebno izraženo što bitno utiče na prostornu rezoluciju. Iz tog razloga se uz električno polje primenjuje i paralelno magnetsko polje. Naime, može se pokazati da je transverzalni difuzioni koeficijent, u slučaju paralelne konfiguracije električnog i magnetskog polja, aproksimativno dat sa [53]

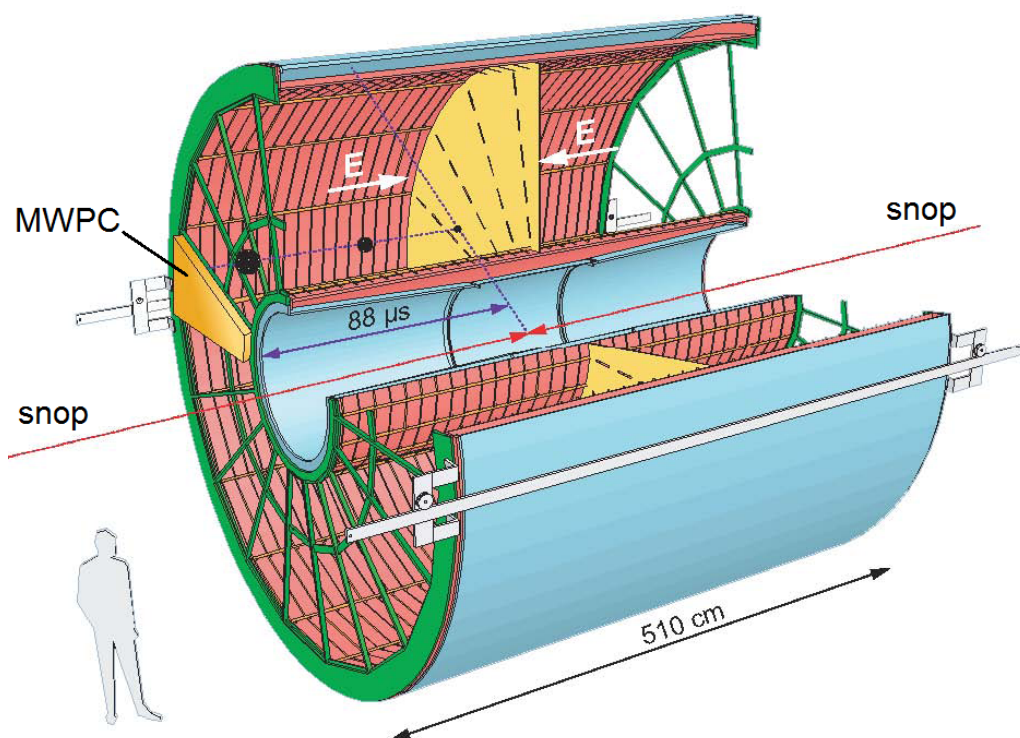
$$D_T(B) = \frac{D_T(0)}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2.21)$$

gde je  $\omega = eB/m$  ciklotronska frekvenca,  $B$  magnetsko polje a  $\tau$  srednje vreme između sudara elektrona i pozadinskog gasa. Na osnovu navedene formule, vidi se da je moguće smanjiti bočnu difuziju povećanjem magnetskog polja  $B$ . Difuziju je takođe moguće smanjiti i povećanjem pritiska gasa.

Na Slici 2.9 dat je šematski prikaz TPC komore koja se koristi pri ALICE eksperimentu u CERN-u [2]. Dužine 5 m i prečnika 5 m, ovo je do danas najveća TPC komora. Sadrži 88 m<sup>3</sup> radnog gasa u obliku smeše 90% Ne i 10% CO<sub>2</sub>. Radno



Slika 2.8: Ilustracija principa trodimenzionalne rekonstrukcije putanje upadne čestice kod TPC komore [5].



Slika 2.9: Šematski prikaz konstrukcije TPC komore pri ALICE eksperimentu u CERN-u [2]. Putanja naelektrisane čestice, koja nastaje pri sudaru snopova ubrzanih jona, označena je isprekidanom linijom. Vreme drifta elektrona iznosi  $88 \mu\text{s}$ .

električno i magnetsko polje iznose 400 V/cm i 0.5 T, respektivno. Ovako veliki detektori imaju više praktičnih problema u radu. Na primer, nemogućnost postizanja idealno prostorno homogenog i/ili paralelnog električnog i magnetskog polja, što direktno utiče na rekonstrukciju putanje čestice. Takođe, u slučaju većeg fluksa upadnih čestica, spori joni u oblasti drifta stvaraju prostorno naelektrisanje koje utiče na transport elektrona. Iz ovog razloga se ispred MWPC detektora postavljaju dodatne elektrode koje u određenim vremenskim intervalima skupljaju nastale jone.

## Poglavlje 3

# Transportna teorija rojeva elektrona u neutralnim gasovima

### 3.1 Uvod

U ovom poglavlju su prikazani osnovni elementi hidrodinamičke kinetičke teorije za opis neravnotežnog i nekonzervativnog transporta elektrona u neutralnim gasovima. Nakon definicije roja naelektrisanih čestica, opisana je osnovna pretpostavka koja se koristi u izgradnji transportne teorije elektrona, a to je pretpostavka hidrodinamičkog režima. Uvođenje pretpostavke hidrodinamičkog režima omogućava rigorozno definisanje dve različite familije transportnih koeficijenata, a to su *bulk* i *flux* transportni koeficijenti. Nakon analize strukture vektorskih i tenzorskih transportnih koeficijenata i simetrija koje postoje između individualnih elemenata difuzionog tenzora u specifičnim konfiguracijama električnog i magnetskog polja, prikazani su osnovni elementi hidrodinamičke *multi term* kinetičke teorije za rešavanje nekonzervativne Boltzmannove jednačine za roj elektrona koji se kreće kroz makroskopski neutralan gas pod uticajem električnog i magnetskog polja koji su ukršteni pod proizvoljnim uglom. *Multi term* teorija u okviru tzv. momentne metode za rešavanje Boltzmannove jednačine i Monte Karlo metod su dve osnovne tehnike koje su korišćene u ovoj disertaciji za proučavanje transporta elektrona u gasnim smešama koje se koriste u detektorima koji se analiziraju. Na kraju ovog poglavlja je dat generalni opis Monte Karlo metode i kompjuterskog koda koji je korišćen u ovoj disertaciji. Ove tehnike za proračun transportnih koeficijenata su upotrebljene u standardnoj tehnici rojeva za razvoj i normalizaciju preseka za rasejanje elektrona u gasovima od interesa. Nakon razvoja i normalizacije setova preseka, *multi term* te-

orija za rešavanje Boltzmannove jednačine i Monte Karlo simulacije su upotrebljene za izračunavanje transportnih koeficijenata u gasnim smešama koje se koriste kao radni gasovi u TPC i RPC detektorima koji se analiziraju u ovoj disertaciji.

## 3.2 Roj naelektrisanih čestica

Fizički objekat koji razmatramo u ovom poglavlju i koji se nalazi u osnovi modela detektora koji će biti razmatrani u kasnijim poglavljima je roj naelektrisanih čestica. Pod rojem naelektrisanih čestica podrazumevamo ansambl naelektrisanih čestica koji se kreće pod uticajem spoljašnjeg električnog i magnetskog polja kroz makroskopski neutralan i prostorno homogeni gas koji se nalazi u stanju termodinamičke ravnoteže. Koncentracija naelektrisanih čestica je mala što ima za posledicu sledeće: (1) međusobne interakcije između naelektrisanih čestica se mogu zanemariti, (2) uticaj roja na pozadinski gas se takođe može zanemariti, i (3) električna polja indukovana prostornim naelektrisanjem su zanemarljiva u odnosu na spoljašnje električno polje. U fizici plazme ovakav režim se često obeležava kao limit slobodne difuzije ili limit probnih čestica. Bez obzira na terminologiju koja se koristi, ponašanje roja naelektrisanih čestica je u potpunosti određeno: (1) binarnim sudarima između naelektrisanih čestica roja i neutralnih čestica pozadinskog gasa, (2) silama koje vrše spoljašnja polja, i (3) karakteristikama pozadinskog gasa kao što su temperature, pritisak i masa neutralnih čestica. Vreme sudara je zanemarljivo malo u poređenju sa srednjim vremenom između dva sudara. Ovo sa jedne strane znači da su svi kvantno-mehanički fenomeni opisani isključivo presecima za sudare naelektrisanih čestica i neutralnih čestica pozadinskog gasa. Sa druge strane, kretanje roja naelektrisanih čestica se može opisati zakonima klasične fizike. U ovoj disertaciji biće razmatrani elastični, neelastični i nekonzervativni sudari između naelektrisanih čestica roja i neutralnih čestica pozadinskog gasa. Pod nekonzervativnim sudarima podrazumevamo sve sudare u kojima broj naelektrisanih čestica nije konzerviran. U slučaju rojeva elektrona tipičan primer ovih sudara su neelastični sudari koji vode ka jonizaciji neutralnih čestica pozadinskog gasa ili oni koji vode ka zahvatu elektrona od strane molekula gasa.

Ponašanje roja naelektrisanih čestica koji se kreće u pozadinskom gasu pod uticajem spoljašnjeg električnog  $\mathbf{E}$  i magnetskog  $\mathbf{B}$  polja koja su u opštem slučaju vremenski zavisna, može se opisati Boltzmannovom jednačinom:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{c} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{c}} = -J(f, f_o), \quad (3.1)$$

za faznu funkciju raspodele  $f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t)$  čijim poznavanjem se mogu odrediti sve transportne veličine od interesa. U ovoj jednačini  $\mathbf{r}$  i  $\mathbf{c}$  predstavljaju položaj i brzinu čestice roja u trenutku  $t$ ,  $q$  i  $m$  su naelektrisanje i masa čestice, a sa desne strane veličina  $J(f, f_0)$  predstavlja kolizioni operator kojim se opisuje uticaj elastičnih, ne-elastičnih i nekonzervativnih sudara. Kolizioni operator je funkcionalno zavisano od funkcije raspodele neutralnih čestica pozadinskog gasa  $f_0$  i preseka za sudare.

### 3.3 Hidrodinamički režim i definicija transportnih koeficijenata

U najvećem broju eksperimenata sa rojevima naelektrisanih čestica, merljive veličine su električna struja i koncentracija naelektrisanih čestica. Veza između eksperimenta i teorije može se uspostaviti jednačinom kontinuiteta

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = S(\mathbf{r}, t), \quad (3.2)$$

gde je  $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = n \langle \mathbf{c} \rangle$  fluks naelektrisanih čestica roja a veličina  $S(\mathbf{r}, t)$  je izvorni član koji opisuje brzinu nastajanja/nestajanja čestica u jedinici zapremine i u jedinici vremena usled prisustva nekonzervativnih sudara, kao što su jonizacija, zahvat elektrona, itd. Koncentracija naelektrisanih čestica  $n(\mathbf{r}, t)$  je definisana na sledeći način:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) d\mathbf{c}. \quad (3.3)$$

Jednačina kontinuiteta opisuje promene koncentracije naelektrisanih čestica koje su uzrokovane fluksom naelektrisanih čestica  $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t)$  i izvornim članom  $S(\mathbf{r}, t)$ . Ova jednačina je validna kako za hidrodinamičke tako i za nehidrodinamičke uslove i predstavlja jednu od polaznih i najvažnijih jednačina u izgradnji kinetičke teorije transporta naelektrisanih čestica.

U oblastima koje su udaljene od elektroda i fizičkih površina, izvora i ponora čestica, prostorni gradijenti koncentracije naelektrisanih čestica su mali, a spoljašnja polja su prostorno uniformna što je verifikovano u velikom broju eksperimenata sa rojevima naelektrisanih čestica. U ovim specifičnim uslovima može se uvesti pretpostavka o postojanju hidrodinamičkog režima [21]. U hidrodinamičkom režimu, prostorno-vremenske zavisnosti fazne funkcije raspodele se mogu izraziti pomoću linearnih funkcionala koncentracije naelektrisanih čestica. Funkcionalna veza između fazne funkcije raspodele  $f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t)$  i koncentracije naelektrisanih čestica  $n(\mathbf{r}, t)$  u hi-



drodinamičkim uslovima data je sledećim razvojem

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} f^{(k)}(\mathbf{c}, t) \odot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (3.4)$$

gde su koeficijenti razvoja  $f^{(k)}(\mathbf{c}, t)$  vremenski zavisni simetrični tenzori  $k$ -tog reda, a simbol  $\odot$  označava  $k$ -tostruki skalarni proizvod tenzora  $k$ -tog reda. Pretpostavka o postojanju hidrodinamičkog režima i razvoj funkcije raspodele u stepeni red po gradijentima koncentracije naelektrisanih čestica su osnovni gradivni element u izgradnji hidrodinamičke kinetičke teorije transporta naelektrisanih čestica. Hidrodinamički režim nije primenljiv u slučajevima kada se polja veoma brzo menjaju u prostoru i vremenu ili kada su gradijenti koncentracije naelektrisanih čestica veliki. Na granicama sredina, gradijenti su uvek po pravilu veliki pa odgovarajući granični uslovi za transportne jednačine treba uvek da uključuju kinetički tretman graničnih površi. Nažalost sama teorija ne daje kvantitativne pokazatelje značenja termina veliki gradijenti i brze promene polja. Zato se provere opravdanosti korišćenja hidrodinamičke aproksimacije mogu vršiti jedino proračunima, ukoliko su mogući.

Pretpostavljajući funkcionalnu vezu (3.4), fluks  $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t)$  i izvorni član  $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$  u jednačini kontinuiteta (3.2) se takođe mogu razviti u stepeni red po gradijentima koncentracije naelektrisanih čestica na sledeći način:

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{\Gamma}^{(k+1)}(t) \odot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (3.5)$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{S}^{(k)}(t) \odot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (3.6)$$

gde  $k$  i  $k + 1$  označavaju rangove tenzora, a simbolom  $\odot$  označen je odgovarajući tenzorski proizvod. Jednačina (3.6) predstavlja generalisanu vremenski zavisnu fluks gradijentnu relaciju. Odsecanjem ovog razvoja na  $k = 1$  dobijamo

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{W}^{(*)}(t)n(\mathbf{r}, t) - \mathbf{D}^{(*)}(t) \cdot \nabla n(\mathbf{r}, t), \quad (3.7)$$

gde  $\mathbf{W}^{(*)}(t)$  i  $\mathbf{D}^{(*)}(t)$ , predstavljaju *flux* brzinu drifta i *flux* difuzioni tenzor. Ukoliko zamenimo razvoje (3.5) i (3.6) u jednačinu kontinuiteta (3.2) onda se dobija generalisana vremenski-zavisna *difuziona jednačina*

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \sum_{k=0}^{\infty} \omega^{(k)}(t) \odot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (3.8)$$

gde su  $\omega$  vremenski zavisni tenzori  $k$ -tog reda

$$\omega^{(k)}(t) = \mathbf{\Gamma}^{(k)}(t) - \mathbf{S}^{(k)}(t). \quad (3.9)$$

Odsecanjem razvoja (3.8) na  $k = 2$  dobija se vremenski zavisna difuziona jednačina,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{W}(t) \cdot \nabla n - \mathbf{D}(t) : \nabla \nabla n = -R_a(t)n, \quad (3.10)$$

koja definiše *bulk* transportne koeficijente:

$$R_a(t) = -\omega^{(0)}(t) = S^{(0)}(t) \quad (\text{brzinski koeficijent nestajanja/nastajanja}), \quad (3.11)$$

$$\mathbf{W}(t) = \omega^{(1)}(t) = \mathbf{W}^{(*)}(t) + \mathbf{S}^{(1)}(t) \quad (\text{bulk brzina drifta}), \quad (3.12)$$

$$\mathbf{D}(t) = \omega^{(2)}(t) = \mathbf{D}^{(*)}(t) + \mathbf{S}^{(2)}(t) \quad (\text{bulk difuzioni tenzor}). \quad (3.13)$$

Da bismo bolje razumeli prirodu transportnih koeficijenata definisanih fluks gradijentnom (3.7) i difuzionom (3.10) jednačinom, potražimo prostorne momente koncentracije naelektrisanih čestica u konfiguracionom prostoru. Množeći generalisanu difuzionu jednačinu proizvoljnom funkcijom  $\psi(\mathbf{r})$  i integraleći je po celom konfiguracionom prostoru, vremenski zavisni transportni koeficijenti se mogu izraziti kao vremenski izvodi ovih momenata na sledeći način:

$$R_a(t) = -\omega^{(0)}(t) = \frac{d}{dt} \left( \log N_e(t) \right) (t) \quad (3.14)$$

$$\mathbf{W}(t) = \omega^{(1)}(t) = \frac{d}{dt} \langle \mathbf{r}(t) \rangle (t) \quad (3.15)$$

$$\mathbf{D}(t) = \omega^{(2)}(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\mathbf{r}(t) - \langle \mathbf{r} \rangle (t)) (\mathbf{r}(t) - \langle \mathbf{r} \rangle (t)) (t), \quad (3.16)$$

gde su

$$N_e(t) = \int n(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (3.17)$$

$$\langle \psi(\mathbf{r}) \rangle (t) = \frac{1}{N_e(t)} \int \psi(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}. \quad (3.18)$$

Veličina  $R_a(t)$  je vremenski zavisan brzinski koeficijent za nestajanje/nastajanje naelektrisanih čestica roja. Definicione relacije (3.15) i (3.16) nam mogu poslužiti za interpretaciju *bulk* transportnih koeficijenata. Vremenski zavisna *bulk* brzina drifta  $\mathbf{W}(t)$  predstavlja brzinu centra mase roja dok tenzorska veličina  $\mathbf{D}(t)$  opisuje vremensku zavisnu brzinu širenja roja naelektrisanih čestica. Analogija sa situacijom u kojoj su polja statička, koja je opisana u radu Kumara i saradnika je očigledna.

Veličina  $R_a(t)$  je vremenski zavisan brzinski koeficijent za nestajanje/nastajanje naelektrisanih čestica roja. Definicione relacije (3.15) i (3.16) nam mogu poslužiti za interpretaciju *bulk* transportnih koeficijenata. Vremenski zavisna *bulk* brzina drifta  $\mathbf{W}(t)$  predstavlja brzinu centra mase roja i ona karakteriše kretanje celokupnog ansambla elektrona. U prisustvu električnog polja raspodela energije duž pravca polja

je anizotropna. U slučaju rojeva elektrona, preseki za jonizaciju i zahvat elektrona su funkcije energije elektrona a ovo znači da ovi sudari mogu voditi ka promeni položaja centra mase roja. Ovaj efekat na brzinu drifta je opisan vektorom  $\mathbf{S}^{(1)}(t)$ . Sa druge strane, *flux* brzina drifta predstavlja brzinu promene položaja centra mase roja isključivo usled prisustva električnog polja. Ovo sugeriše da se *flux* brzina drifta može interpretirati kao srednja brzina elektrona. *Flux* difuzioni tenzor  $\mathbf{D}^{(*)}(t)$  predstavlja brzinu širenja roja zbog prisustva električnog polja  $\mathbf{E}$  i gradijenta koncentracije  $\nabla n$ . U prisustvu nekonzervativnih sudara menja se broj čestica roja što vodi ka promeni gradijenta koncentracije  $\nabla n$  a ovo pak naknadno vodi ka varijaciji brzine promene srednjeg kvadratnog širenja roja. Ovi efekti su opisani tenzorskom veličinom  $\mathbf{S}^2(\mathbf{r}, t)$  i definišu *bulk* difuzioni tenzor. U odsustvu nekonzervativnih sudara, *bulk* i *flux* transportni koeficijenti su jednaki.

U većini eksperimenata sa rojevima naelektrisanih čestica mere se *bulk* transportni koeficijenti. Trenutno se ne zna kako izmeriti *flux* transportne koeficijente. Sa druge strane, postoje eksperimenti u kojima priroda veličina koje se mere zavisi od naina opservacije roja, tehnika za detekciju signala koji se meri i geometrije samog eksperimenta. U tom smislu veoma je važno poznavati prirodu transportnih osobina koje se mere i načine za njihovu konverziju u rigorozno definisane *bulk* i *flux* transportne koeficijente. U kasnijim poglavljima ove disertacije biće detaljno analizirane implikacije povezane sa nepoznavanjem prirode transportnih koeficijenata i neadekvatnim primenama transportnih koeficijenata u fluidnim modelima detektora čestica visoke energije.

### 3.4 Struktura i simetrije vektorskih i tenzorskih transportnih koeficijenata

U ovom potpoglavlju razmotrićemo strukturu vektorskih i tenzorskih transportnih koeficijenata i simetrije između individualnih elementa tenzorskih transportnih koeficijenata u prisustvu električnog i magnetskog polja. U ovoj disertaciji, ukoliko nije drugačije naznačeno, vektor električnog polja leži duž  $z$ -ose a vektor magnetskog polja leži u  $y - z$  ravni pod uglom  $\varphi$  u odnosu na vektor električnog polja  $\mathbf{E}$ . U ovoj generalnoj konfiguraciji polja, u kojoj se vektori električnog i magnetskog polja se nalaze pod proizvoljnim uglom  $\varphi$ , vektor brzine drifta i tenzor difuzije su u potpunosti popunjeni. Ovo znači da vektor brzine drifta ima tri a tenzor difuzije

devet nezavisnih komponenti i da imaju sledeću formu:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_x \\ W_y \\ W_z \end{pmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Za razliku od generalne konfiguracije električnog i magnetskog polja, u paralelnoj i ortogonalnoj konfiguraciji polja tenzorski transportni koeficijenti nisu u potpunosti popunjeni i mogu se identifikovati određene simetrije između pojedinačnih elementa. U paralelnoj konfiguraciji polja, rotaciona invarijantnost i osobine parnosti funkcije raspodele nameću sledeću strukturu vektora brzine drifta i tenzora difuzije:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ W_z \end{pmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} & 0 \\ D_{-xy} & D_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & D_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

U ortogonalnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja vektor brzine drifta i tenzor difuzije imaju sledeći oblik:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_x \\ 0 \\ W_z \end{pmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_{xx} & 0 & D_{xz} \\ 0 & D_{yy} & 0 \\ D_{zx} & 0 & D_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Struktura i simetrije vektora gradijenta srednje energije i temperaturnog tenzora biće prikazane u sledećem potpoglavlju.

Od posebnog interesa je pažljivo razmatranje simetrije u brzinskom prostoru, pre svega zbog adekvatnog odabira bazisnog seta za reprezentaciju funkcije raspodele u brzinskom prostoru. Za rojeve u električnom polju, transverzalni prostorni gradijenti mogu u potpunosti uništiti rotacionu simetriju u brzinskom prostoru. Ovo znači da je razvoj funkcije raspodele po Legendrovim polinomima u brzinskom prostoru u potpunosti neadekvatna procedura za prostorno-nehomogene rojeve. Za rojeve u prisustvu električnog i magnetskog polja, čak i u prostorno-homogenim uslovima, razvoj funkcije raspodele po Legendrovim polinomima je takođe u potpunosti pogrešan korak u izgradnji teorije. U literaturi se može naći značajan broj radova čiji osnovni nedostatak su upravo pogrešne pretpostavke o simetrijama u brzinskom prostoru. Jedan od najilustrativnijih primera je prva verzija kompjuterskog koda MAGBOLTZ, koji je bio razvijen od strane S. Biagija u CERN-u za potrebe modelovanja gasnih detektora. Ovaj kod je bio baziran na rešavanju Boltzmannove jednačine za rojeve elektrona u prisustvu električnog i magnetskog polja i podrazumevao je nekorektne

pretpostavke o simetrijama u brzinskom prostoru. Zbog toga je ovaj kod povučen iz upotrebe nakon skoro jedne decenije korišćenja u CERN-u i zamenjen je novom verzijom kompjuterskog koda koja je bazirana na Monte Karlo metodi.

### 3.5 Momentni metod za rešavanje Boltzmannove jednačine

U ovom podpoglavlju biće predstavljene osnovni koraci za rešavanje Boltzmannove jednačine za rojeve elektrona u okviru momentnog metoda. Teorijske osnove za rešavanje Boltzmannove jednačine u prisustvu nekonzervativnih sudara i u proizvoljnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja formulisao je Ness [62]. Teorija je proširena u domen vremenski-promenljivih polja od strane Dujka i saradnika [16], što je omogućilo istraživanja vremenske relaksacije roja elektrona i transporta u vremenski promenljivim poljima. U svakom slučaju, u ovom potpoglavlju biće prikazana hijerarhija kinetičkih jednačina čijim rešavanjem je analiziran transport elektrona u gasovima koji se koriste u TPC i RPC detektorima. Ovi transportni koeficijenti su iskorišćeni kao ulazni parametri fluidnih modela RPC detektora koji će biti diskutovani u kasnijim poglavljima. Hijerarhija kinetičkih jednačina je dobijena na sledeći način:

(i) Ugaona zavisnost fazne funkcije raspodele u brzinskom prostoru reprezentovana je razvojem funkcije raspodele po sfernim harmonicima,

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l f_m^{(l)}(\mathbf{r}, c, t) Y_m^{[l]}(\hat{\mathbf{c}}), \quad (3.22)$$

gde su  $Y_m^{[l]}(\hat{\mathbf{c}})$  sferni harmonici, a  $\hat{\mathbf{c}}$  označava uglove vektora brzine  $\mathbf{c}$ .

(ii) U hidrodinamičkim uslovima prostorne zavisnosti koeficijenta  $f_m^{(l)}(\mathbf{r}, c, t)$  mogu se reprezentovati stepenim redom operatora gradijenta koji deluje na koncentraciju naelektrisanih čestica  $n(\mathbf{r}, t)$ :

$$f_m^{(l)}(\mathbf{r}, c, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} f(lm|s\lambda\mu; c, t) G_{\mu}^{(s\lambda)} n(\mathbf{r}, t), \quad (3.23)$$

gde je  $G_{\mu}^{(s\lambda)}$  operator gradijenta u ireducibilnoj formi.

(iii) Brzinska/energijska zavisnost funkcije raspodele opisana je razvojem po modifikovanim Sonnine polinomima oko Maxwellijana na bazisnoj temperaturi  $T_b$ :

$$f(lm|s\lambda\mu; c, t) = \omega(\alpha(t), c) \sum_{\nu=0}^{\infty} F(\nu lm|s\lambda\nu; \alpha(t), t) R_{\nu l}(\alpha(t), c), \quad (3.24)$$

gde su

$$R_{\nu l}(\alpha(t)c) = N_{\nu l} \left( \frac{\alpha(t)c}{\sqrt{2}} \right)^l S_{l+1/2}^{(\nu)} \left( \frac{\alpha^2(t)c^2}{2} \right), \quad (3.25)$$

$$\omega(\alpha(t),c) = \left( \frac{\alpha^2(t)}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{\alpha^2(t)c^2}{2} \right\}, \quad (3.26)$$

$$\alpha^2(t) = \frac{m}{kT_b(t)}, \quad (3.27)$$

$$N_{\nu l}^2 = \frac{2\pi^{3/2}\nu!}{\Gamma(\nu + l + 3/2)}, \quad (3.28)$$

a  $S_{l+1/2}^{(\nu)} \left( \frac{\alpha^2(t)c^2}{2} \right)$  su Sonnine polinomi.

Nakon zamene razvoja (3.22)–(3.24) u Boltzmannovu jednačinu (3.1), ova jednačina se integrali po svim uglovima i brzinama u brzinskom prostoru. Za ove potrebe koriste se relacije ortogonalnosti za sferne harmonike i modifikovane Sonnine polinome. Zatim se izvrše odgovarajuće operacije nad matičnim elementima čime se Boltzmannova jednačina konvertuje u hijerarhiju diferencijalnih matičnih jednačina za momente funkcije raspodele  $F(\nu lm|s\lambda\nu; \alpha(t), \alpha(t), t)$ :

$$\begin{aligned} & \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} \left\{ \left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} + R_a \right) \delta_{\nu\nu'} + N J_{\nu\nu'}^l(\alpha) \right] \delta_{l'l} \delta_{mm'} \right. \\ & + i \frac{qE}{m} \alpha(l'm10|lm) \langle \nu l || K^{[1]}(\alpha) || \nu' l' \rangle \\ & + \frac{qB}{m} \left[ \sqrt{(l-m)(l+m+1)} \frac{\sin \psi}{2} \delta_{m'm+1} - \sqrt{(l+m)(l-m+1)} \frac{\sin \psi}{2} \delta_{m'm-1} \right. \\ & \left. \left. - im \cos \psi \delta_{m'm} \right] \delta_{\nu\nu'} \delta_{l'l} - N J_{0\nu'}^0(\alpha) F(\nu lm|000) (1 - \delta_{s0} \delta_{\lambda0} \delta_{\mu0}) \delta_{l'0} \delta_{m'0} \right\} \\ & \times F(\nu' l' m' | s \lambda \nu) = X(\nu lm | s \lambda \nu), \end{aligned} \quad (3.29)$$

gde je  $R_a$  brzinski koeficijent za nastajanje čestica. Redukovani matični elementi kolizionog operatora  $J_{\nu\nu'}^l(\alpha)$  i izvoda brzine  $\langle \nu l || K^{[1]}(\alpha) || \nu' l' \rangle$  su dati relacijama (11) i (12b) u radu Nessa i Robsona [63] dok veličina  $(l'm10|lm)$  predstavlja Clebsch-Gordanov koeficijent. Eksplicitni izrazi za desnu stranu hijerarhije (3.29) u slučaju odsustva nekonzervativnih interakcija su dat u radu White *et al.* [64]. U prisustvu nekonzervativnih interakcija eksplicitni izrazi za desnu stranu hijerarhije (3.29) su dati u radu Dujka i saradnika [16]. Rešavanje hijerarhije kinetičkih jednačina (3.29) se svodi na odscecanje beskonačnih suma po  $\nu$  i  $l$  indeksima na njihove konačne vrednosti  $\nu_{\max}$  i  $l_{\max}$ . Odsecanje ovih beskonačnih suma se vrši na nezavisan način sve dok se ne postigne željena konvergencija transportnih koeficijenata. Kao što je već rečeno  $T_b$  je bazisna temperatura koja nije jednaka temperaturi pozadinskog

gasa i koristi se kao slobodan parametar za optimizaciju konvergencije. Nakon odsecanja beskonačnih suma hijerarhije (3.29) na konačne vrednosti indeksa  $\nu_{\max}$  i  $l_{\max}$  ovaj beskonačan sistem diferencijalnih jednačina se konvertuje u konačan sistem algebarskih kompleksnih jednačina za momente funkcije raspodele. Matrica koeficijenata je kvazi-tridijagonalna a sistem jednačina je rešavan numeričkim tehnikama za matricnu inverziju.

Brzinski koeficijent za nastajanje čestica je dat na sledeći način

$$R_a = N \sum_{\nu=0}^{\infty} J_{0\nu}^0(\alpha) F(\nu lm|000), \quad (3.30)$$

gde su matricni elementi kolizionog operatora  $J_{0\nu}^0$  nenulti samo u prisustvu nekonzervativnih sudara. Prostorno homogeni član hijerarhije (3.29) i (3.30) konstituišu nelinearan sistem jednačina za prostorno homogene momente  $F(\nu lm|000)$ . Ovaj nelinearan sistem je rešavan iterativno koristeći tehniku opisanu u disertaciji Dujka [65].

### 3.5.1 Definicije transportnih koeficijenata

U odsustvu nekonzervativnih sudara, za proračun svih transportnih osobina roja uključujući i funkciju raspodele dovoljno je rešavati hijerarhiju (3.29) do prvog reda u hidrodinamičkom razvoju (3.23). U prisustvu nekonzervativnih sudara i analizu njihovog eksplicitnog uticaja na drift i difuziju neophodno je razmotriti sledeće članove hijerarhije:  $(s, \lambda, \mu) = (0, 0, 0), (1, 1, 0), (1, 1, 1), (2, 0, 0), (2, 2, 0), (2, 2, 1), (2, 2, 2)$ .

Komponente *bulk* brzine drifta su povezane sa momentima funkcije raspodele na sledeći način:

$$W_x = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} \text{Im} \left\{ F(011|000; \alpha) \right\} - \sqrt{2} \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \text{Im} \left\{ F(\nu'00|111; \alpha) \right\}, \quad (3.31)$$

$$W_y = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} \text{Re} \left\{ F(01-1|000; \alpha) \right\} + \sqrt{2} \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \text{Re} \left\{ F(\nu'00|111; \alpha) \right\}, \quad (3.32)$$

$$W_z = -\frac{1}{\alpha} \text{Im} \left\{ F(010|000; \alpha) \right\} + \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \text{Im} \left\{ F(\nu'00|110; \alpha) \right\}. \quad (3.33)$$

*Bulk* dijagonalni elementi difuzionog tenzora su definisani na sledeći način:

$$D_{xx} = -\frac{1}{\alpha} \left[ \operatorname{Re} \left\{ F(011|111; \alpha) \right\} - \operatorname{Re} \left\{ F(01-1|111; \alpha) \right\} \right] \\ - \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} F(\nu'00|200; \alpha) + \frac{1}{\sqrt{6}} F(\nu'00|220; \alpha) - \operatorname{Re} \left\{ F(\nu'00|222; \alpha) \right\} \right], \quad (3.34)$$

$$D_{yy} = -\frac{1}{\alpha} \left[ \operatorname{Re} \left\{ F(011|111; \alpha) \right\} + \operatorname{Re} \left\{ F(01-1|111; \alpha) \right\} \right] \\ - \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} F(\nu'00|200; \alpha) + \frac{1}{\sqrt{6}} F(\nu'00|220; \alpha) + \operatorname{Re} \left\{ F(\nu'00|222; \alpha) \right\} \right], \quad (3.35)$$

$$D_{zz} = -\frac{1}{\alpha} F(010|110; \alpha) - \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0 \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} F(\nu'00|200; \alpha) - \sqrt{\frac{2}{3}} F(\nu'00|220; \alpha) \right]. \quad (3.36)$$

*Bulk* komponente individualnih elementa difuzionog tenzora,  $D_1 = D_{xy} + D_{yx}$ ,  $D_2 = D_{xz} + D_{zx}$  i  $D_3 = D_{yz} + D_{zy}$  su date sa

$$D_1 = \frac{2}{\alpha} \left[ \operatorname{Im} \left\{ F(01-1|111; \alpha) \right\} + \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0(\alpha) 2 \operatorname{Im} \left\{ F(\nu'00|222; \alpha) \right\} \right], \quad (3.37)$$

$$D_2 = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} \left[ \operatorname{Re} \left\{ F(010|111; \alpha) \right\} - \operatorname{Re} \left\{ F(01-1|110; \alpha) \right\} \right] \\ - \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0(\alpha) 2 \operatorname{Re} \left\{ F(\nu'00|221; \alpha) \right\}, \quad (3.38)$$

$$D_3 = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} \left[ \operatorname{Im} \left\{ F(010|111; \alpha) \right\} - \operatorname{Im} \left\{ F(01-1|110; \alpha) \right\} \right] \\ - \sum_{\nu'=0}^{\infty} N J_{0\nu'}^0(\alpha) 2 \operatorname{Im} \left\{ F(\nu'00|221; \alpha) \right\}. \quad (3.39)$$

U definicionim relacijama (3.31)–(3.39) članovi koji uključuju sume reprezentuju eksplicitne efekte nekonzervativnih sudara a ostatak članova se odnosi na *flux* doprinose. U ovim definicijama,  $\operatorname{Re}\{\cdot\}$  i  $\operatorname{Im}\{\cdot\}$ , predstavljaju realne i imaginarne delove momenata funkcije raspodele.

Ovde je važno napomenuti da individualne vandijagonalne elemente difuzionog tenzora nije moguće dobiti iz difuzione jednačine (3.10) već se mogu jedino izolovati *flux* komponente koristeći fluks gradijentnu jednačinu (3.7). Ovo je posledica osobina parnosti i simetrija koje mora zadovoljiti funkcija raspodele bez obzira na konfiguraciju električnog i magnetskog polja. Upravo iz ovih razloga nije moguća



analiza eksplicitnih efekata nekonzervativnih sudara na individualne vandijagonalne komponente difuzionog tenzora, jer se isključivo *flux* komponente mogu izračunati. Međutim, ovi efekti se mogu izolovati ukoliko se razmatraju odgovarajući zbrovi individualnih elemenata difuzionog tenzora, kao što je prikazano definicionim relacijama (3.37)–(3.39). Tipičan primer je Hallov difuzioni koeficijent u ortogonalnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja,  $D_2 = D_{\text{Hall}} = D_{xz} + D_{zx}$ . Ova veličina se pojavljuje u difuzionoj jednačini i može se izračunati kako u *bulk* tako i u *flux* varijanti.

### 3.5.2 Definicije transportnih osobina

Poznavanje srednje energije  $\epsilon(\mathbf{r}, t)$  roja naelektrisanih čestica je u velikom broju slučaja od ključnog značaja za razumevanje neravnotežnog transporta naelektrisanih čestica. Ukoliko srednju energiju razvijemo u stepeni red po gradijentima koncentracije naelektrisanih čestica, moguće je definisati dve važne transportne osobine, prostorno-homogenu srednju energiju  $\epsilon(t)$  i vektor gradijenta srednje energije  $\gamma(t)$  na sledeći način:

$$\epsilon(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int \frac{1}{2} mc^2 f(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{c} = \epsilon(t) + \gamma(t) \cdot \frac{\nabla n}{n} + \zeta(t) : \frac{\nabla \nabla n}{n} + \dots, \quad (3.40)$$

gde je  $\zeta(t)$  energijski difuzioni tenzor. Prostorno homogena srednja energija je definisana na sledeći način:

$$\epsilon(t) = \frac{3}{2} kT_b(t) \left[ 1 - \sqrt{\frac{2}{3}} F(100|000; \alpha(t), t) \right], \quad (3.41)$$

dok su komponente vektora gradijenta srednje energije povezane sa momentima funkcije raspodele kao:

$$\gamma_x(t) = \frac{3}{2} kT_b(t) \left[ \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Im} \left\{ F(100|111; \alpha(t), t) \right\} \right], \quad (3.42)$$

$$\gamma_y(t) = \frac{3}{2} kT_b(t) \left[ -\frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re} \left\{ F(100|111; \alpha(t), t) \right\} \right], \quad (3.43)$$

$$\gamma_z(t) = \frac{3}{2} kT_b(t) \left[ -\sqrt{\frac{2}{3}} \text{Im} \left\{ F(100|110; \alpha(t), t) \right\} \right]. \quad (3.44)$$

Još jedna važna transportna osobina roja naelektrisanih čestica je temperaturski tenzor. Ovo je simetričan tenzor čije komponente opisuju temperaturu haotičnog kretanja. Anizotropija ovog tenzora je reflektuje anizotropiju funkcije raspodele u brzinskom prostoru i u tom smislu analiza komponenti temperaturskog tenzora može pomoći u interpretaciji trendova konvergencije transportnih parametara roja

prema  $l$ -indeksu u sferno-harmonijskoj dekompoziciji Boltzmannove jednačine. Komponente temperaturnog tenzora su povezane sa momentima funkcije raspodele na sledeći način:

$$T_{xx}(t) = T_b \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{3}} F(100|000; \alpha(t), t) + \frac{1}{\sqrt{3}} F(020|000; \alpha(t), t) - \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ F(022|000; \alpha(t), t) \right\} - \left[ \sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \right]^2 \right\}, \quad (3.45)$$

$$T_{yy}(t) = T_b \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{3}} F(100|000; \alpha(t), t) + \frac{1}{\sqrt{3}} F(020|000; \alpha(t), t) + \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ F(022|000; \alpha(t), t) \right\} - \left[ \sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \right]^2 \right\}, \quad (3.46)$$

$$T_{zz}(t) = T_b \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{3}} F(100|000; \alpha(t), t) - \frac{2}{\sqrt{3}} F(020|000; \alpha(t), t) - \left[ \operatorname{Im} \left\{ F(010|000; \alpha(t), t) \right\} \right]^2 \right\}, \quad (3.47)$$

$$T_{xy}(t) = T_b(t) \left\{ -\sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(022|000; \alpha(t), t) \right\} + \left[ \sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \right] \left[ \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \right] \right\}, \quad (3.48)$$

$$T_{xz}(t) = T_b(t) \left\{ \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ F(021|000; \alpha(t), t) \right\} + \sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \operatorname{Im} \left\{ F(010|000; \alpha(t), t) \right\} \right\}, \quad (3.49)$$

$$T_{yz}(t) = T_b(t) \left\{ \sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ F(021|000; \alpha(t), t) \right\} - \sqrt{2} \operatorname{Im} \left\{ F(011|000; \alpha(t), t) \right\} \operatorname{Im} \left\{ F(010|000; \alpha(t), t) \right\} \right\}, \quad (3.50)$$

### 3.6 Monte Karlo metoda

Pored *multi term* teorije za rešavanje Boltzmannove jednačine, transport elektrona je analiziran i u velikom broju Monte Karlo (engl. Monte Carlo, MC) simulacija. U ovom potpoglavlju navešćemo samo osnovne karakteristike našeg kompjuterskog koda a više detalja biće prikazano u kasnijim poglavljima u kojima će biti diskutovani Monte Karlo modeli RPC detektora koji su korišćeni za analizu vremenske rezolucije i efikasnosti.

Monte Karlo metod je jedan od načina za proučavanje transporta elektrona. U Monte Karlo simulacijama prati se kretanje individualnih čestica a sudarni procesi

se uvode generisanjem slučajnih brojeva. Bez obzira na prirodu naelektrisanih čestica (elektroni, pozitroni, joni), Monte Karlo simulacija sastoji se iz nekoliko važnih koraka. Na početku simulacije, naelektrisane čestice započinju svoje kretanje sa zadatom početnom energijom i pravcem kretanja. Čestice roja se kreću pod uticajem spoljašnjih polja sve dok se ne dogodi sudar sa neutralnom česticom pozadinskog gasa. Vrsta sudara se određuje na slučajan način uzimajući u obzir parcijalne verovatnoće za pojedinačne sudarne procese na tekućoj energiji elektrona. Priroda sudarnog procesa određuje parametre rasejanja nakon sudara koji se mogu dobiti iz zakona održanja impulsa i energije a to su pravac i intenzitet vektora brzine i gubitak energije elektrona. Poslednji korak je određivanje transportnih osobina na osnovu karakteristika kretanja naelektrisanih čestica. Način samplovanja transportnih osobina zavisi od načina observacije roja naelektrisanih čestica. U okviru tzv. Tagashirine konvencije [29] moguće su tri fundamentalna načina za opservaciju roja: (1) Ravnotežni uslovi koji odgovaraju Townsendovim pražnjenjima (engl. Steady-State Townsend, SST), (2) Ravnotežni uslovi koji odgovaraju impulsnom Townsendom eksperimentu (engl. Pulsed-Townsend, PT) i (3) Ravnotežni uslovi u eksperimentima u kojima se mere vremena preleta čestica (engl. Time-Of-Flight, TOF).

Inicijalna verzija Monte Karlo koda koja se koristi u ovoj disertaciji razvijena je U Laboratoriji za gasnu elektroniku, Instituta za fiziku u Beogradu. Ovaj kod je korišćen za analizu velikog broja specifičnih problema u domenu transporta elektrona u gasovima. Kod je korišćen za testiranje različitih tehnika za rešavanje Boltzmanove jednačine [16, 66], za modelovanje eksperimenata sa rojevima naelektrisanih čestica [18], za analizu čitavog spektra kinetičkih fenomena uključujući negativnu mobilnost elektrona u vremenski statičkim [67] i vremenski promenljivim [30] poljima i anomalnu anizotropnu difuziju [68], transport elektrona u ukrštenim električnim i magnetskim poljima [69] itd. Za potrebe ove disertacije, ova inicijalna verzija koda je unapređena uvođenjem novih elemenata u kod. Novi elementi podrazumevaju implementaciju tzv. kontinualnog reskaliranja roja koje je uvedeno za potrebe simulacija transporta elektrona u jako elektronegativnim gasovima kao i potpuno nov način za proračun brzinskih koeficijenata uključujući brzinske koeficijente za jonizaciju i zahvat elektrona.

# Poglavlje 4

## Modelovanje transporta elektrona u TPC komorama

### 4.1 Uvod

U ovom poglavlju je analiziran transport elektrona u gasnim smešama neona (Ne) i ugljen dioksida ( $\text{CO}_2$ ) koje se koristi kao radni gas u TPC komorama. Nakon kratkog opisa setova preseka za rasejanje elektrona u Ne i  $\text{CO}_2$  koji su korišćeni kao ulazni podaci za rešavanje Boltzmannove jednačine i kao ulazni podaci za Monte Karlo simulacije, razmatran je uticaj varijacije temperature gasa i procentualnog sadržaja  $\text{CO}_2$  u smeši Ne- $\text{CO}_2$  na transport elektrona. Proučavan je i uticaj gasnih nečistoća, koje se obično reprezentuju azotom ( $\text{N}_2$ ) i/ili vodenom parom ( $\text{H}_2\text{O}$ ) na transport elektrona. Motivaciju za ove proračune smo pronašli u sledećim činjenicama. TPC komore se koriste u različitim eksperimentima na velikom hadronskom sudaraču u CERN-u i koriste velike zapremine gasa, u nekim slučajevima veće od  $100 \text{ m}^3$ . U ovakvim sistemima veoma je teško kontrolisati temperaturu i pritisak gasa kao i egzaktan procentualni sadržaj gasnih komponenti smeše. Istovremeno, električna i magnetska polja veoma često nisu idealno prostorno homogena i idealno paralelna. Zbog toga u ovom poglavlju smo analizirali transport elektrona u ukrštenim električnim i magnetskim poljima  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  gde je poseban akcenat stavljen na uticaj ugla između polja na transport elektrona. Imajući u vidu da je intenzitet električnog polja reda veličine  $500 \text{ kV/cm}$ , intenzitet magnetskog polja  $0.5 \text{ T}$ , a pritisak radnog gasa  $1 \text{ atm}$ , za očekivati je da varijacije u temperaturi gasa, procentualnom sadržaja  $\text{CO}_2$  u gasnoj smeši, sastavu smeše i ugla između polja mogu uticati na transportne osobine elektrona čije poznavanje je od ključnog značaja u

obradi izlaznog signala detektora.

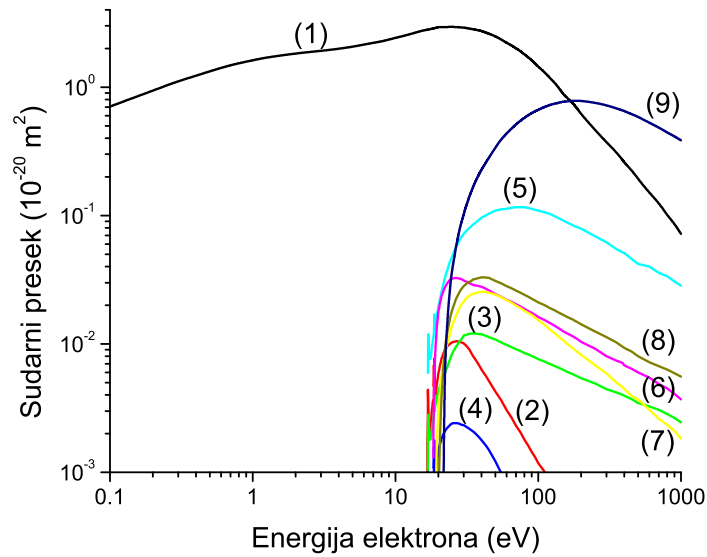
U ovom poglavlju razmatran je transport elektrona u proizvoljnim konfiguracijama električnog i magnetskog polja. Poseban akcenat je stavljen na kontrolu transverzalne difuzije u paralelnoj konfiguraciji polja. Transportni koeficijenti su prikazani u funkciji redukovano električnog i magnetskog polja i ugla između polja. Proračuni ovog tipa se u zajednici istraživača koji se bave modelovanjem TPC komora veoma često sprovode primenjujući tzv. Langevinovu elementarnu teoriju transporta. U ovom pristupu, pored aproksimacija koje postoje u tretmanu sudarnih procesa, transportni koeficijenti u električnom i magnetskom polju su zapravo skalirane vrednosti transportnih koeficijenata u čisto električnom polju. Skalirajući faktori su povezani sa odnosom ciklotronske i kolizione frekvence. Ovakav pristup nije adekvatan u situacijama kada magnetsko polje kontroliše ponašanje roja ili u situacijama kada su potrebni jako precizni proračuni drifta i difuzije sa ciljem što vernije rekonstrukcije putanje čestice velike energije.

Parametri koji su razmatrani u modelovanju transporta elektrona, uključujući pre svega temperaturu gasa i jačinu magnetskog polja nekada odstupaju u našim razmatranjima od realnih vrednosti koje se koriste u TPC komorama. Razlog za njihovo korišćenje je da se ilustruju kapaciteti teorije i kompjuterskog koda čime se ni na koji način ne umanjuju mogućnosti modelovanja u identičnim uslovima koji postoje u TPC komorama.

## 4.2 Ulazni podaci

U literaturi se može naći veći broj setova preseka za rasejanje elektrona u neonu. Većina ovih setova preseka se može preuzeti sa web adrese LxCat baze podataka ([www.lxcat.net](http://www.lxcat.net)). Kao ilustrativni primer, navešćemo neke od dostupnih setova preseka: (1) setovi koje je razvio S. Biagi i koji su direktno kodirani u različitim verzijama MAGBOLTZ koda, (2) set koji je razvio Morgan, (3) set koji je razvio Phelps na osnovu eksperimentalnih podataka Tachibane i Phelps za preseke za elektronsku ekscitaciju [70], (4) preseki bazirani na teorijskim kvantno-mehaničkim proračunima [71, 72], i (5) set koji su razvili Puech i Mizzi [73]. Zajedničko za sve ove setove preseka je da sadrže presek za transfer impulsa u elastičnim sudarima ili totalni presek za transfer impulsa, totalni presek za jonizaciju i preseke za elektronsku ekscitaciju za različite ekscitacione nivoe. Osnovna razlika između setova je broj razmatranih elektronskih ekscitacija, veličina individualnih preseka i energije do kojih su preseki tabelirani. Generalno govoreći, ovi preseki nisu dovoljno pouzdani jer su

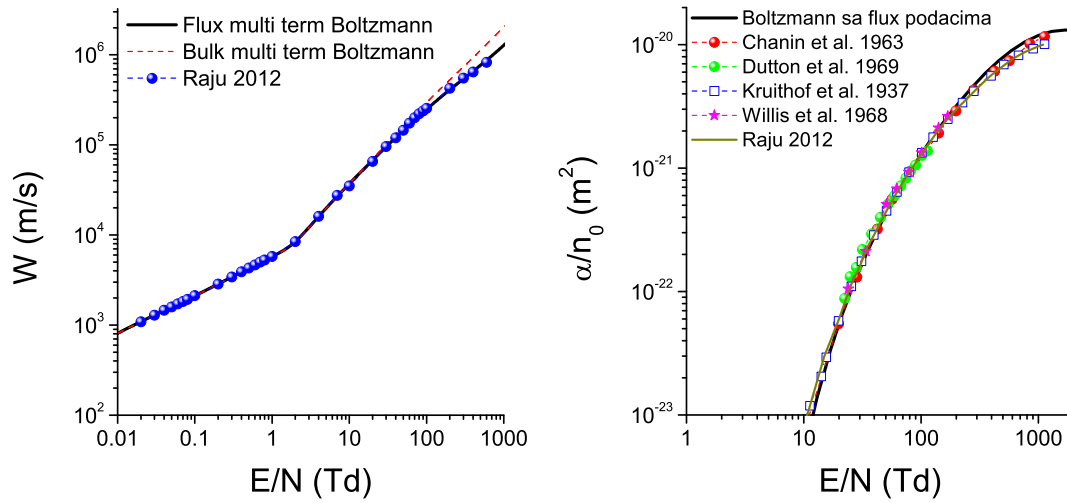
kompilirani iz različitih izvora a njihova normalizacija primenom standardne tehnike rojeva elektrona je sprovedena Monte Karlo kodovima i kodovima baziranim na rešavanju Boltzmannove jednačine koji nisu detaljno testirani i verifikovani. Posebna poteškoća oglada se u činjenici da su poređenja sa eksperimentalnim vrednostima za transportne koeficijente urađena bez kontrole u pogledu prirode transportnih koeficijenata. Kao argument za ovakvu praksu navedena je činjenica da se transportni koeficijenti mereni u SST, PT i TOF režimu ne razlikuju značajno [74].



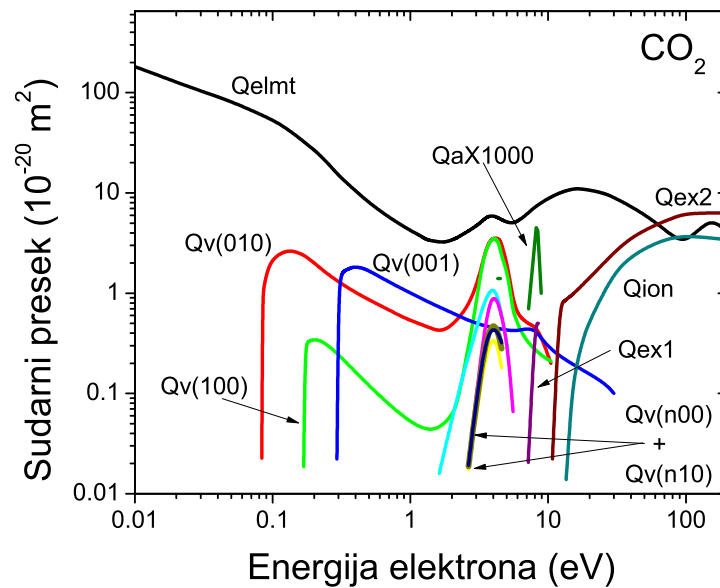
Slika 4.1: Set preseka za rasejanje elektrona u Ne: (1) transfer impulsa u elastičnim sudarima, elektronske ekscitacije, (2)  $2p^53s \ ^3P_2$ , (3)  $2p^53s \ ^3P_1$ , (4)  $2p^53s \ ^3P_0$ , (5)  $2p^53s \ ^1P_1$ , (6)  $2p^53p \ ^3S_1$ , (7)  $2p^53p \ ^2P$ , (8)  $2p^54s \ ^2S$  i (9) jonizacija

Imajući ove činjenice u vidu, za potrebe ove disertacije odlučeno je da se koristi set preseka koji je razvijen u našoj laboratoriji. Ovaj set preseka je prikazan na Slici 4.1. Za reprezentaciju elastičnih sudara ovaj set podrazumeva presek za prenos impulsa u elastičnim sudarima koji je preuzet od Hayashija. Presek za elektronsku sudarnu jonizaciju i preseci za elektronsku ekscitaciju preuzeti su iz rada Puecha i Mizzija [73]. Inicijalan set preseka je pažljivo ekstrapoliran na više energije i detaljno testiran [75]. Rezultati testiranja su prikazani na Slici 4.2. Na Slici su prikazana poređenja naših proračuna za brzinu drifta i preporučenih eksperimentalnih vrednosti od strane Rajua [76,77]. Vidimo da je slaganje odlično. Na istoj Slici su prikazana poređenja naših proračuna za koeficijent jonizacije i eksperimentalnih rezultata. Slaganje sa eksperimentalnim vrednostima je dobro, naročito se naši rezultati dobro slažu sa eksperimentalnim rezultatima Chanina i Rocka [78].

Kao i u slučaju preseka za rasejanje elektrona u Ne, u literaturi se može naći veći broj setova preseka za rasejanje elektrona u CO<sub>2</sub>. U bazi podataka LxCat mogu



Slika 4.2: Brzina drifta i koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u Ne. Naši rezultati dobijeni na osnovu *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine su upoređena sa eksperimentalnim rezultatima više autora.



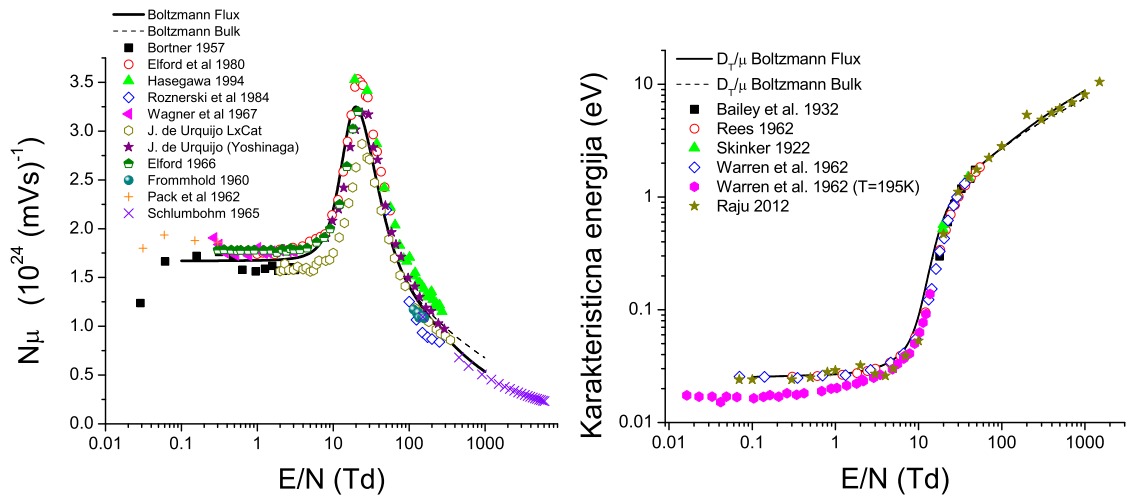
Slika 4.3: Set preseka za rasejanje elektrona u CO<sub>2</sub>. Svi sudarni procesi su obeleženi direktno na Slici: Qelmt - elastični transfer impulsa, tri osnovna vibraciona moda Qv100, Qv010 i Qv001, pet viših modova oscilovanja su obeleženi sa Qv(n00)+Qv(n10), dve elektronske ekscitacije sa pragovima 7 i 10.5 eV i jonizacija sa pragom 13.3 eV. Presek za disocijativni zahvat sa pragom od 3.85 eV je pomnožen faktorom  $1 \cdot 10^3$ .

se pronaći setovi preseka koje su razvili Itikawa [79], Phelps, Morgan, Brunger i drugi. Kao i u slučaju preseka za rasejanje elektrona u Ne, ovi preseki su formirani na osnovu različitih eksperimentalnih merenja i teorijskih proračuna za individualne procese. Od dostupnih setova preseka jedino su Phelps i Morgan primenjujući aproksimaciju dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine izvršili renormalizaciju preseka. Imajući u vidu ograničenja aproksimacije dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine za elektrone u CO<sub>2</sub>, za potrebe ove disertacije je korišćen set preseka koji je razvio Nakamura [80].

Nakamurin set preseka je dobijen modifikacijom Phelpsovog seta, a u analizi su korišćeni eksperimentalni podaci za brzinu drifta i longitudinalni difuzioni koeficijent u čistom CO<sub>2</sub> i smešama sa Ar koje su prikazani u Nakamurinom radu. Za teorijske proračune transportnih koeficijenata koji su neophodni u inverznoj proceduri korišćena je egzaktna *multi term* teorija za rešavanje Boltzmannove jednačine [63]. Ovaj set preseka je prikazan na Slici 4.3 i podrazumeva preseke za sledeće fundamentalne procese: transfer impulsa u elastičnim sudarima, vibraciona ekscitaciju tri fundamentalna moda oscilovanja i pet procesa za više mode oscilovanja (n10- i n00-serije), zahvat elektrona, dve elektronske ekscitaciju sa pragovima 7.0 eV i 10.5 eV i jonizaciju. Veličina preseka za vibracionu ekscitaciju i oblik rezonanci su u saglasnosti sa eksperimentalnim merenjima Bones i Schulza [81] i Register i saradnika [82]. Preseki za rotacionu ekscitaciju nisu uključeni zbog male rotacione konstante ovog molekula i dobro ih reprezentuje presek za elastično rasejanje.

Na Slici 4.4 je prikazana mobilnost i karakteristična energija u funkciji  $E/N$  za elektrone u CO<sub>2</sub>. Naši rezultati su dobijeni kao numerička *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine a za ulazne podatke koristili smo Nakamurin set preseka. Generalno govoreći slaganja sa eksperimentalnim rezultatima su dobra ali su dalja poboljšanja seta preseka poželjna. Kada je u pitanju mobilnost elektrona dobra slaganja su postignuta sa merenjima Urquija i saradnika na višim  $E/N$ , a na nižim poljima dobro slaganje je postignuto sa rezultatima Elforda. U svakom slučaju, budućom modifikacijom totalnog preseka za transfer impulsa može se postići bolje slaganje sa eksperimentalnim vrednostima. Što se tiče karakteristične energije,  $D_T/\mu$ , postignuta su dobra slaganja sa preporučenim vrednostima Rajua [76, 77]. Ovo je jasan znak da ovaj set preseka opisuje dobro energijski balans u sudarima prilikom transporta elektrona u CO<sub>2</sub> gasu.





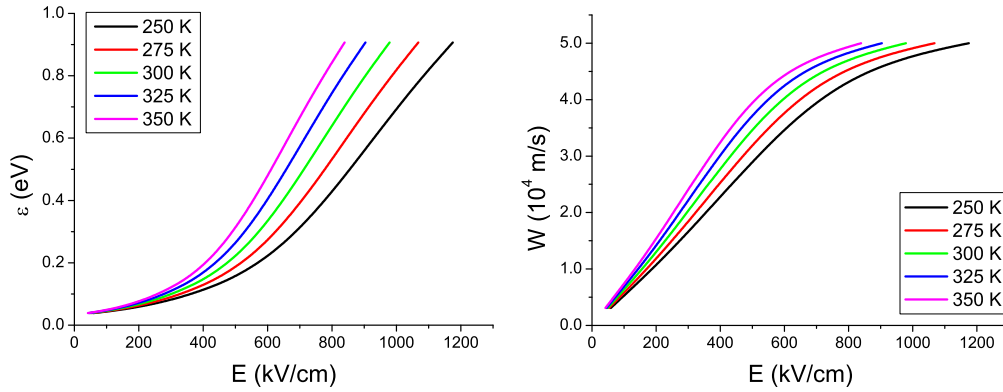
Slika 4.4: Mobilnost i karakteristična energija u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $\text{CO}_2$ . Naši rezultati dobijeni na osnovu numeričkih *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine su upoređeni sa eksperimentalnim rezultatima više autora.

### 4.3 Uticaj temperature pozadinskog gasa na transport elektrona

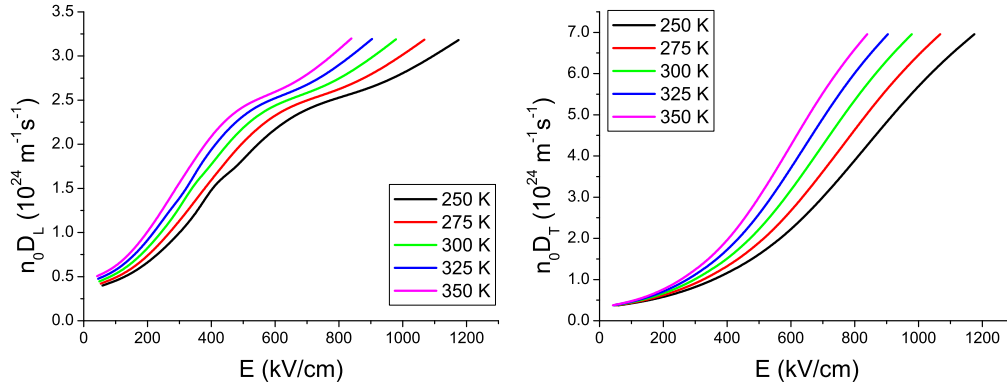
U ovom delu razmatramo efekte varijacije temperature pozadinskog gasa na transportne koeficijente. Radni gas je smeša  $\text{Ne}(90\%)\text{-CO}_2(10\%)$  a transport elektrona je analiziran u paralelnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja u sledećim uslovima: pritisak pozadinskog gasa je 1 atm, opseg električnog polja od 50–1200 kV/cm i magnetsko polje od 0.5 T. Ovi uslovi odgovaraju opsegu redukovano električnog polja od 0.2 do 4 Td i redukovano magnetsko polje od 20 Hx. Transportni koeficijenti elektrona su dobijeni kao numerička *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine.

Na Slici 4.5 prikazana je srednja energija i brzina drifta elektrona u funkciji električnog polja i temperature pozadinskog gasa za elektrone u TPC gasnoj smeši  $\text{Ne}:\text{CO}_2=90:10$ . Na Slici 4.6 prikazani su longitudinalni i transverzalni difuzioni koeficijenti. Sve transportne osobine elektrona su monotono rastuće funkcije električnog polja. Na fiksiranom električnom polju sve transportne osobine su rastuće funkcije temperature pozadinskog gasa. Krive srednje energije, brzine drifta i difuzionih koeficijenata na raznim temperaturama imaju veoma sličan oblik. Porastom temperature gasa ove krive se pomeraju ulevo ka manjim vrednostima električnih polja.

Sa Slika 4.5 i 4.6 se jasno može videti da transportni koeficijenti na fiksiranom električnom polju zavise od temperature pozadinskog gasa. Iako su varijacije tem-



Slika 4.5: Srednja energija i brzina drifta u funkciji električnog polja i temperature pozadinskog gasa za elektrone u TPC gasnoj smeši Ne:CO<sub>2</sub>=90:10. Pritisak gasa je 1 atm.

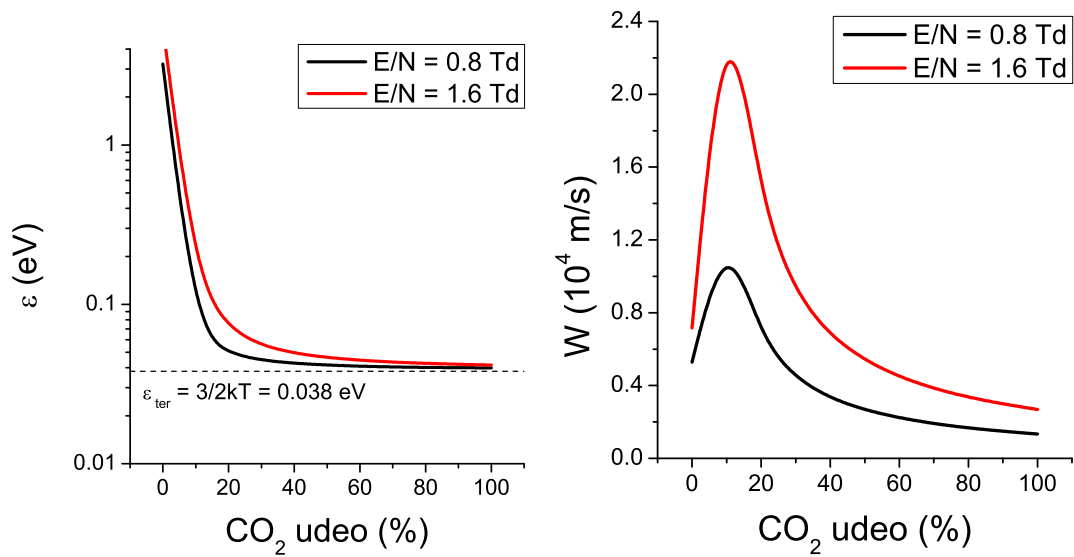


Slika 4.6: Longitudinalni i transverzalni difuzijski koeficijenti u funkciji električnog polja i temperature pozadinskog gasa za elektrone u TPC gasnoj smeši Ne:CO<sub>2</sub>=90:10. Pritisak gasa je 1 atm.

perature u opsegu od 250 do 350 K značajno veće od onih u realnim uslovima, ovi ilustrativni primeri pokazuju da se naši kodovi za rešavanje Boltzmannove jednačine mogu uspešno koristiti za proučavanje odziva transportnih osobina elektrona na promene temperature gasa.

## 4.4 Uticaj procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši Ne-CO<sub>2</sub> na transport elektrona

U ovom potpoglavlju naša pažnja biće fokusirana na razmatranje uticaja procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši Ne-CO<sub>2</sub> na transport elektrona. Svi proračuni su

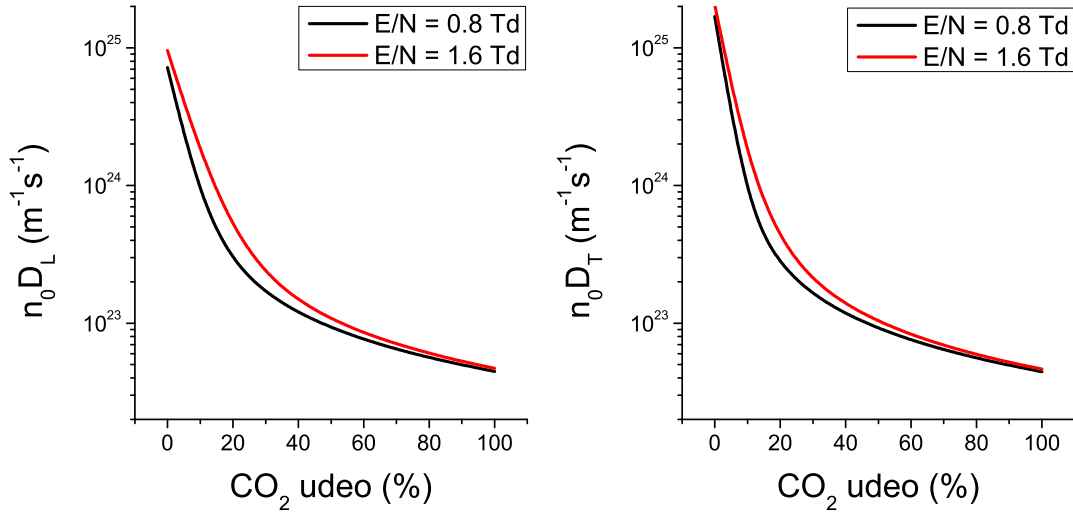


Slika 4.7: Srednja energija i brzina drifta u funkciji procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne. Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a temperatura pozadinskog gasa je 293 K.

izvršeni za redukovana električna polja od 0.8 i 1.6 Td i magnetsko polje od 20 Hx a temperatura pozadinskog gasa je 293 K. Ovi uslovi odgovaraju radnim uslovima TPC komora koje su instalirane na eksperimentima u CERN-u.

Na Slici 4.7 prikazane su srednja energija i brzina drifta u funkciji procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne na dve različite vrednosti  $E/N$  od 0.8 i 1.6 Td. Porastom koncentracije CO<sub>2</sub> u smeši srednja energija monotono opada i približava se termalnoj vrednosti. U limitu čistog CO<sub>2</sub> može se uočiti da srednja energija slabo zavisi i od električnog polja. Ovo je posledica činjenice da porastom koncentracije CO<sub>2</sub> u smeši elektroni gube sve intenzivnije energiju u sudarima sa molekulima CO<sub>2</sub> koji vode ka vibracionoj ekscitaciji. U čistom Ne srednja energija je približno 3 eV a uvođenjem 10% CO<sub>2</sub> u smešu energija se smanji 30 puta i opadne na približno 0.1 eV. Daljim porastom CO<sub>2</sub>, srednja energija opada i dalje ali mnogo sporije. Ovo jasno pokazuje da je veoma važno što je moguće preciznije kontrolisati koncentraciju CO<sub>2</sub> u smeši oko 10% jer male varijacije u procentualnom sadržaju drastično menjaju srednju energiju.

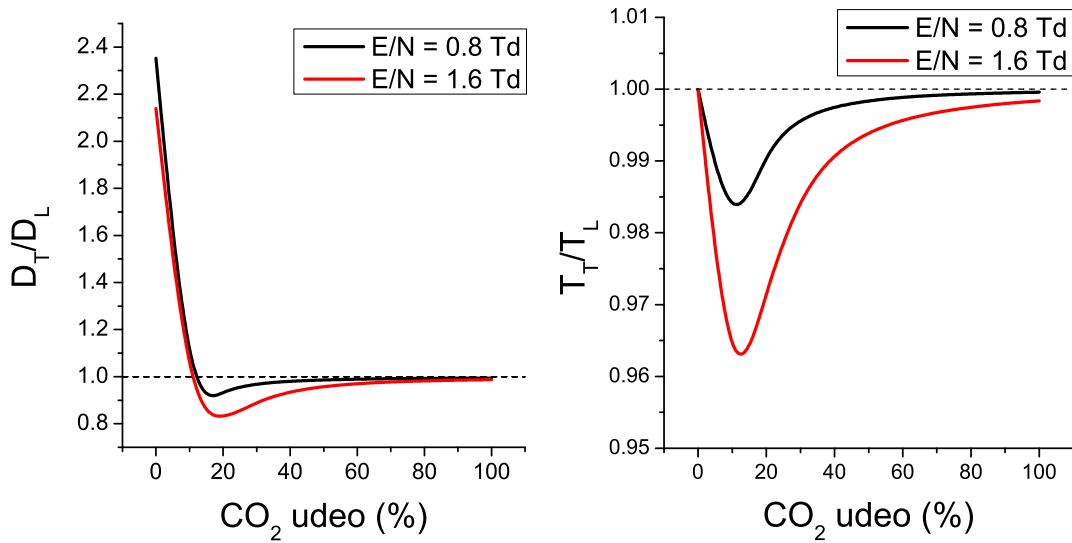
Brzina drifta takođe pokazuje veliku osetljivost na procentualni sadržaj CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne. Za obe vrednosti  $E/N$ , uvođenjem 10% CO<sub>2</sub> u smešu brzina drifta poraste u odnosu na čist Ne više od 100%. Kao što se može lepo uočiti sa Slike 4.8, brzina drifta upravo postiže maksimum za 10% smešu što je jedan od ključnih zahteva za što efikasniji rad TPC komora. Nakon dostizanja maksimuma, daljim



Slika 4.8: Longitudinalni i transverzalni difuzijski koeficijenti u funkciji procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne. Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a temperatura pozadinskog gasa je 293 K.

porastom procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> brzina drifta opada, jer elektroni intenzivno gube energiju u neelastičnim sudarima. Dodatni faktor koji vodi ka opadanju brzine drifta je činjenica da je presek za elastične sudare elektrona i CO<sub>2</sub> molekula mnogo veći od preseka za elastične sudare elektrona sa atomom Ne.

Sa Slike 4.8 se može videti da naročitu osetljivost na procentualni sadržaj CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne pokazuju difuzijski koeficijenti. Uvođenjem 10% CO<sub>2</sub> u smešu difuzijski koeficijenti opadnu za ceo red veličine. Daljim porastom procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši, trend opadanja se nastavlja, ali je znatno sporiji. Za 50% smešu difuzijski koeficijenti su opali 2 reda veličine a u limitu čistog CO<sub>2</sub> difuzijski koeficijenti su opali skoro 3 reda veličine. Istovremeno, u ovom limitu nema razlike između vrednosti longitudinalnog i transverznog difuzionog koeficijenta a njihove vrednosti su skoro identične za obe vrednosti  $E/N$ . Ovo je jasan znak da su difuzijski koeficijenti skoro dostigli termalne vrednosti u kojima su jednaki. Ovo se lepo može videti i na Slici 4.9 na kojoj su prikazani količnici transverzalnih i longitudinalnih komponenti difuzionog i temperaturnog tenzora. Difuzija je izotropna za 10% CO<sub>2</sub> u smeši što je još jedan od ključnih zahteva koji radni gas u TPC komorama mora da ima na radnom električnom polju. Za manje koncentracije CO<sub>2</sub> transverzalni difuzijski koeficijent je veći od longitudinalnog. Ovo je jasan znak da je za ove smeše i  $E/N$  od 0.8 i 1.6 Td ukupna kolizijska frekvencija rastuća funkcija energije elektrona. Za koncentracije veće od približno 10% CO<sub>2</sub> u smeši longitudinalni difuzijski koeficijent



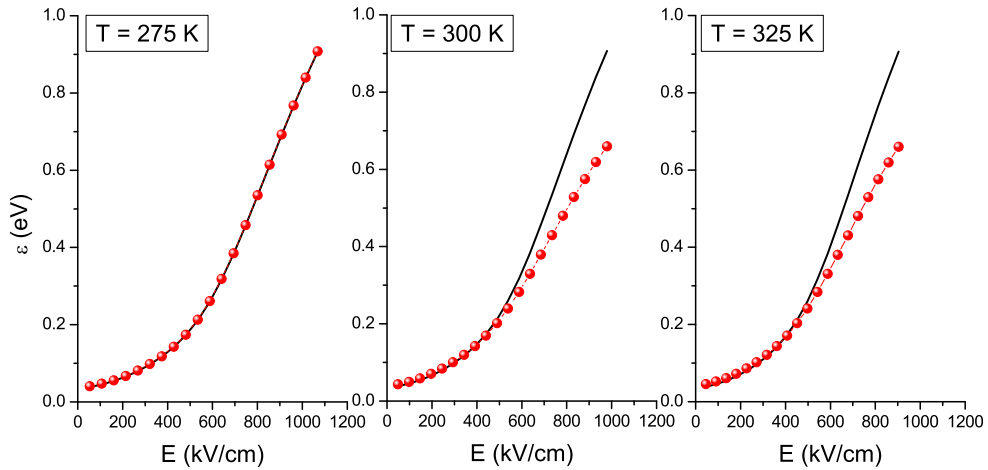
Slika 4.9: Odnos transverznog i longitudinalnog difuzionog koeficijenta, i odnos transverzalne i longitudinalne komponente temperaturskog tenzora, u funkciji procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši sa Ne. Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a temperatura pozadinskog gasa je 293 K.

je neznatno veći od transverznog, a onda u limitu većih koncentracija CO<sub>2</sub> i za čist CO<sub>2</sub> difuzija elektrona je izotropna.

Na osnovu ponašanja količnika transverzalne i longitudinalne komponente temperaturskog tenzora koji je prikazan na Slici 4.9 može se uočiti da ova veličina ima minimum za smeše koje koriste približno 10% CO<sub>2</sub>. Ova transportna veličina opisuje haotično kretanje elektrona i reflektuje na izvestan način anizotropiju funkcije raspodele u brzinskom prostoru. Upravo za radni gas koji koristi 10% CO<sub>2</sub> u smeši, funkcija raspodele odstupa od idealno izotropne raspodele u brzinskom prostoru što sugeriše da aproksimacija dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine za proračun transportnih koeficijenata nije najbolji izbor za precizne proračune koji su neophodni u modelovanju TPC komora.

## 4.5 Uticaj gasnih nečistoća na transport elektrona u TPC komorama

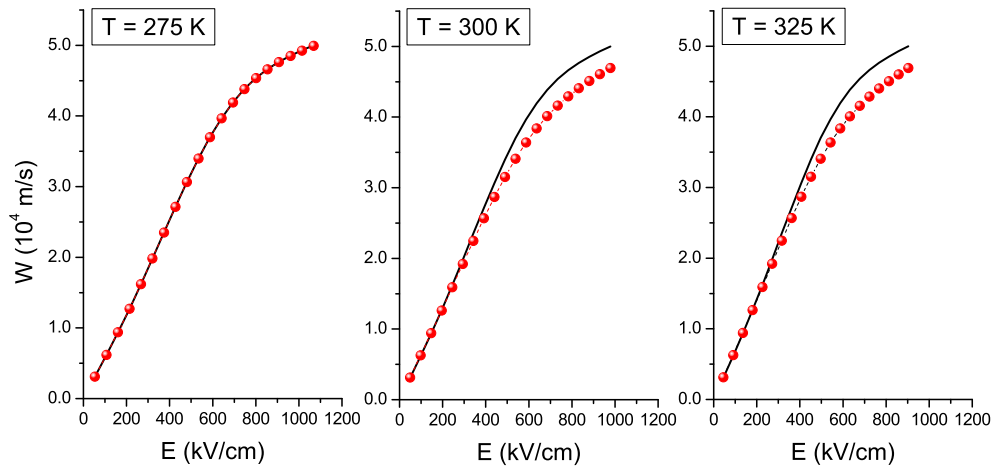
Uticaj nečistoća na transport elektrona u TPC komorama je razmatran uključivanjem N<sub>2</sub> u gasnu smešu. N<sub>2</sub> je najzastupljeniji molekul u vazduhu. Pored uticaja N<sub>2</sub> ili vazduha, veoma često se razmatra i uticaj vodene pare na rad detektora. Mi



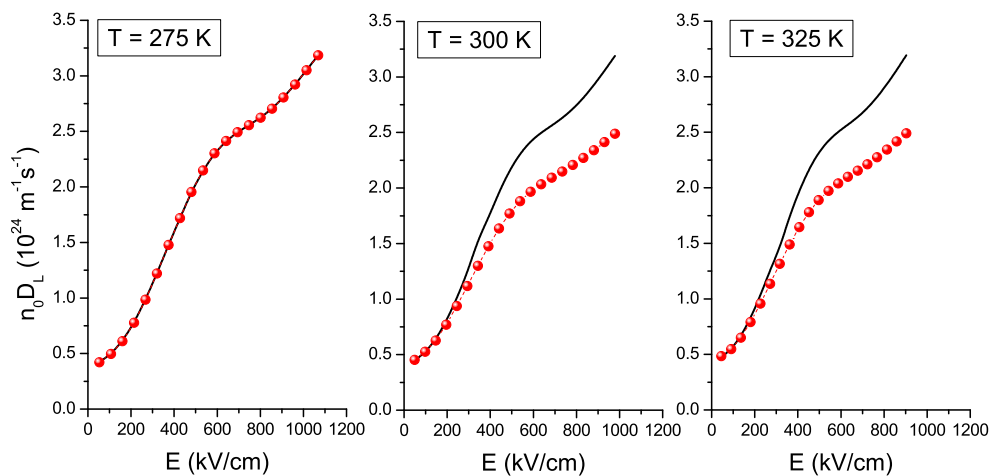
Slika 4.10: Srednja energija u funkciji električnog polja. Punom crnom linijom su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2=90:10$ , a crvenim zatvorenim simbolima su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2:\text{N}_2=85.5:9.5:5$ . Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a intenzitet magnetskog polja je 0.5 T. Pritisak gasa je 1 atm.

smo odlučili da ispitamo osetljivost transportnih koeficijenata na nečistoće koje su predstavljene prisustvom  $\text{N}_2$  u gasnoj smeši. Inicijalna gasna smeša  $\text{Ne}:\text{CO}_2=90:10$  je promenjena i transport je analiziran u smeši  $\text{Ne}:\text{CO}_2:\text{N}_2=85.5:9.5:5$ . Transportni koeficijenti su prikazani za obe smeše i diskutovan je uticaj  $\text{N}_2$  na transportne koeficijente za temperature od 275, 300 i 325 K.

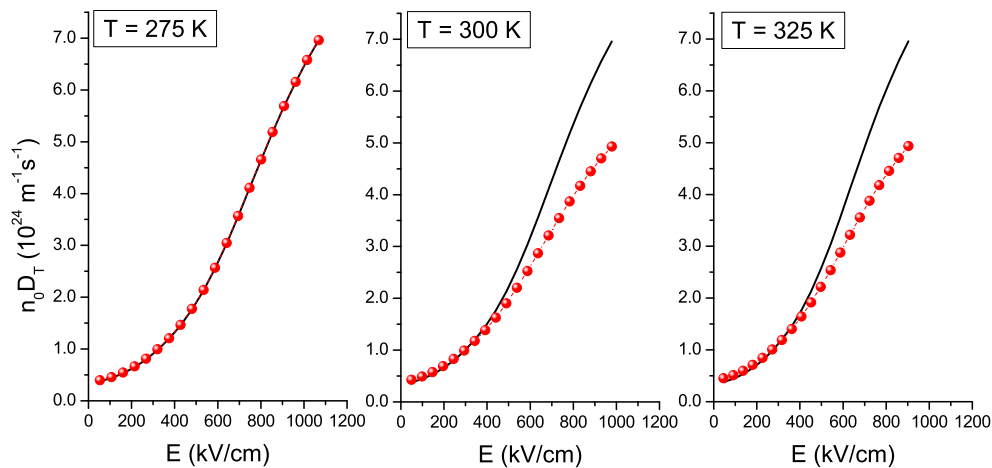
Na Slikama (4.10)–(4.13) prikazani su srednja energija, brzina drifta i difuzioni koeficijenti u funkciji električnog polja za temperature gasa od 275, 300 i 325 K. Sa Slika se može uočiti da svi transportni koeficijenti ostaju nepromenjeni dodavanjem 5%  $\text{N}_2$  u gasnu smešu za temperaturu 275K. Na temperaturama 300 i 325 K, trendovi ponašanja transportnih koeficijenata se menjaju sa promenom električnog polja kada se  $\text{N}_2$  uključi u gasnu smešu. Dodavanjem  $\text{N}_2$  vrednosti transportnih koeficijenata opadaju a do razilaženja profila sa i bez  $\text{N}_2$  dolazi na manjim poljima sa porastom temperature gasa. Sa Slika se može jasno uočiti da je longitudinalni difuzioni koeficijent najosetljiviji na prisustvo  $\text{N}_2$  u smeši. Već na 200 kV/cm dolazi do razilaženja profila sa i bez  $\text{N}_2$ . Takođe, pažljivom analizom rezultata utvrdili smo da srednja energija i transverzalni difuzioni koeficijent se razlikuju ne samo u limitu viših već i u limitu malih polja za temperaturu od 325 K.



Slika 4.11: Brzina drifta u funkciji električnog polja. Punom crnom linijom su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2=90:10$ , a crvenim zatvorenim simbolima su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2:\text{N}_2=85.5:9.5:5$ . Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a intenzitet magnetskog polja je 0.5 T. Pritisak gasa je 1 atm.



Slika 4.12: Longitudinalni difuzioni koeficijent u funkciji električnog polja. Punom crnom linijom su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2=90:10$ , a crvenim zatvorenim simbolima su prikazani rezultati za smešu  $\text{Ne}:\text{CO}_2:\text{N}_2=85.5:9.5:5$ . Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a intenzitet magnetskog polja je 0.5 T. Pritisak gasa je 1 atm.



Slika 4.13: Longitudinalni difuzioni koeficijent u funkciji električnog polja. Punom crnom linijom su prikazani rezultati za smešu Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a crvenim zatvorenim simbolima su prikazani rezultati za smešu Ne:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=85.5:9.5:5. Električno i magnetsko polje su paralelno orijentisani a intenzitet magnetskog polja je 0.5 T. Pritisak gasa je 1 atm.

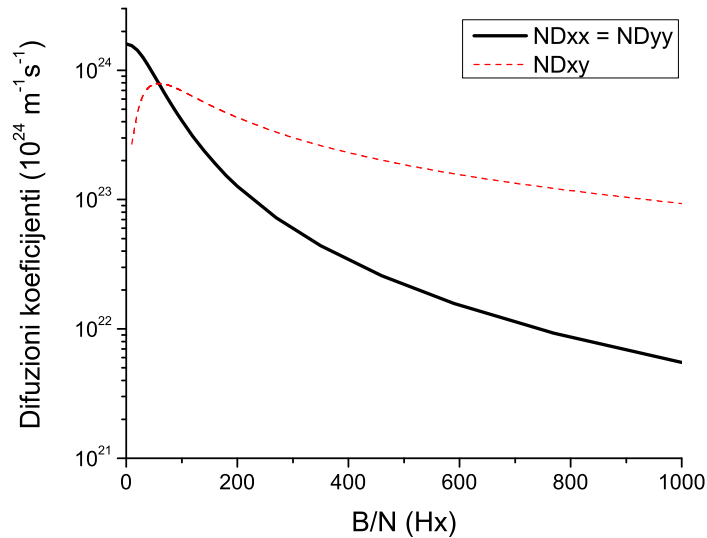
## 4.6 Transport elektrona u $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ poljima

U ovom potpoglavlju su prikazani rezultati istraživanja transporta elektrona u  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poljima. Svi rezultati su dobijeni kao numerička *multi term* rešenja Boltzmanove jednačine za gasnu smešu Ne:CO<sub>2</sub>=90:10 i temperaturu pozadinskog gasa od 300 K.

U TPC komorama vektori električnog i magnetskog polja su paralelno orijentisani. Ovakva konfiguracija se koristi da se smanji bočna difuzija elektrona koja bi ukoliko je značajna onemogućila preciznu rekonstrukciju traga koji ostavi visoko energijska čestica u detektoru. U paralelnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja svi ‘longitudinalni’ transportni koeficijenti uključujući srednju energiju ostaju nepromenjeni. Drugim rečima, bez obzira na intenzitet magnetskog polja srednja energija, brzina drifta i longitudinalni difuzioni koeficijent ostaju nepromenjeni i zavise samo od električnog polja. Ovo je posledica činjenice da za paralelna polja, magnetsko polje ni na koji način ne deluje na elektrone koji se kreću duž linija sila električnog polja. Jedino bočna difuzija i vandijagonalni elementi difuzionog tenzora zavise od intenziteta magnetskog polja.

Ova situacija je ilustrovana na Slici 4.14 gde su prikazani transverzalni difuzioni koeficijent i tzv.  $xy$  vandijagonalna komponenta difuzionog tenzora u funkciji redukovanog magnetskog polja za elektrone u gasnoj smeši Ne:CO<sub>2</sub>=90:10. Transverzalni



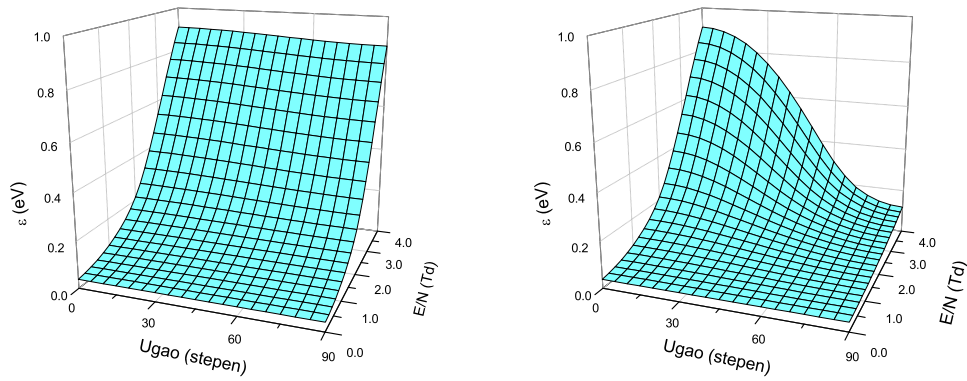


Slika 4.14: Transverzalni difuzioni koeficijent ( $ND_{xx} = ND_{yy}$ ) i vandijagonalni  $ND_{xy}$  difuzioni koeficijent u funkciji intenziteta magnetskog polja. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10 a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

difuzioni koeficijent je monotono opadajuća funkcija  $B/N$  dok vandijagonalni difuzioni koeficijent  $ND_{xy}$  prvo poraste, dostigne maksimum, a potom monotono opada sa porastom  $B/N$ . Ovde treba naglasiti da se individualni vandijagonalni elementi difuzionog tenzora ne mogu dobiti u Monte Karlo simulacijama ukoliko se koristi tzv. direktno samplinganje. U tom smislu, naši *multi term* kodovi za rešavanje Boltzmanove jednačine se veoma praktičan alat za proučavanje difuzionih procesa elektrona u promenljivim konfiguracijama električnog i magnetskog polja.

Kao što je već naglašeno, TPC komore su detektori kompleksne konstrukcije u kojima nije moguće postići idealnu paralelnost vektora električnog i magnetskog polja kao i idealnu prostornu homogenost magnetskog polja. Imajući ove činjenice u vidu, veoma je korisno razmotriti osetljivost transportnih koeficijenata na ugao između električnog i magnetskog polja. Ovi proračuni se mogu koristiti za optimalan dizajn detektora u pogledu izbora komponenti gasne smeše, intenziteta i konfiguracije polja.

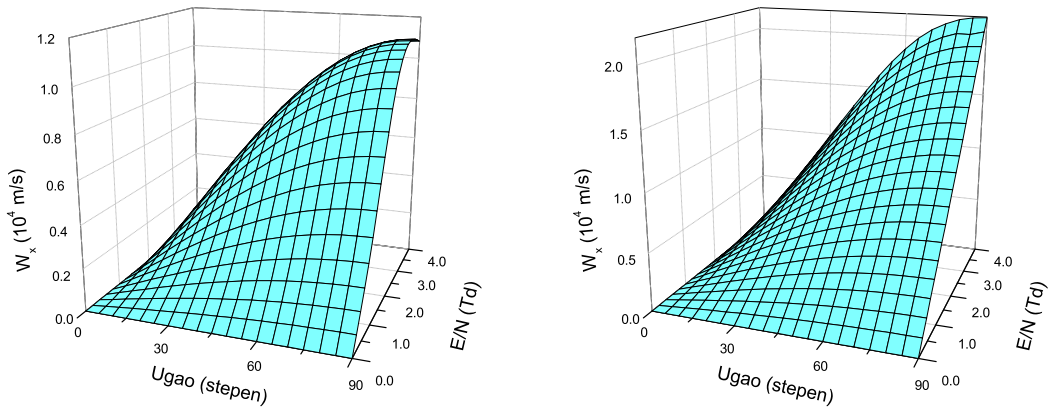
Na Slici 4.15 su prikazane trodimenzionalne raspodele srednje energije elektrona u funkciji redukovano električnog polja i ugla između električnog i magnetskog polja. Na levom panelu su prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 16 Hx (0.5 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm), dok su na desnom panelu prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 160 Hx (5.0 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm). Sa Slike se može uočiti da je srednja energija monotono rastuća



Slika 4.15: Srednje energije u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

funkcija redukovano električnog polja i monotono opadajuća funkcija redukovano magnetskog polja i ugla između polja. Osetljivost srednje energije na ugao između električnog i magnetskog polja raste sa intenzitetom magnetskog polja. Sa Slike se jasno može uočiti da srednja energija brže i intenzivnije opada sa porastom ugla za  $B/N = 160$  Hx (desni panel) u odnosu na situaciju u kojoj je  $B/N = 16$  Hx (levi panel). Ovde treba napomenuti da za gasnu smešu koja je razmatrana i radnim uslovima relevantnim za TPC komore nismo uočili znake anomalnog ponašanja srednje energije elektrona koji bi se ogledali u porastu srednje energije sa porastom  $B/N$  i/ili ugla između električnog i magnetskog polja.

Razmotrimo sada malo detaljnije mehanizam opadanja srednje energije sa porastom ugla između električnog i magnetskog polja. U odsustvu sudara elektrona i atoma/molekula pozadinskog gasa za konfiguracije polja koje nisu ni ortogonalne ni paralelne, komponenta magnetskog polja koja je normalna na vektor električnog polja rotira elektrone bez obzira da li se kreću u smeru ubrzavajućeg polja ili nasuprot ovom polju. Ovo ne znači ništa drugo nego da magnetsko polje smanjuje/povećava energiju elektrona koji se kreću duž/nasuprot smeru ubrzavajućeg polja, jer električno polje vrši negativan/pozitivan rad na pomeranju elektrona. Pošto u srednjem, više elektrona se kreće u smeru ubrzavajućeg polja nego u suprotnom smeru, onda normalna komponenta magnetskog polja uvek ima tendenciju da hladi roj, odnosno smanjuje srednju energiju elektrona. Ova komponenta magnetskog polja raste sa porastom ugla između električnog i magnetskog polja što znači da su efekti hlađenja roja najintenzivniji u ortogonalnoj konfiguraciji polja. Porastom intenziteta magnetskog polja na fiksiranom uglu ili porastom ugla na fiksiranom magnetskom polju,

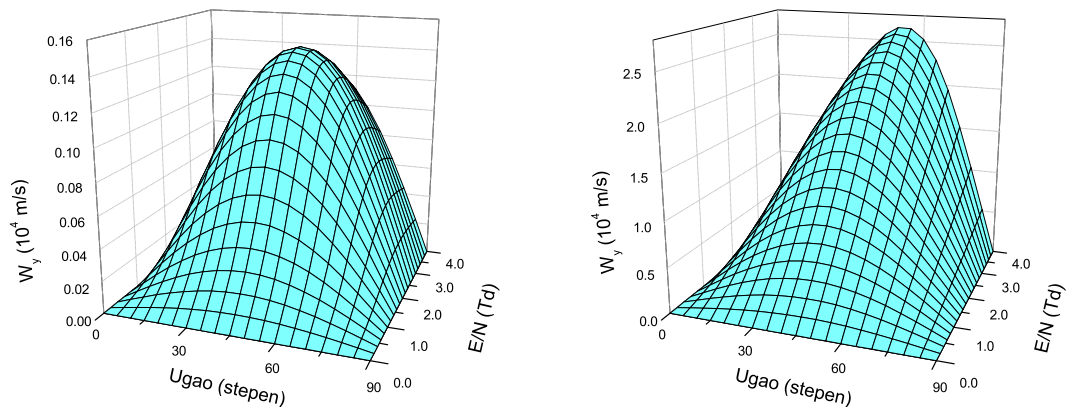


Slika 4.16:  $x$ -komponente brzine drifta u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

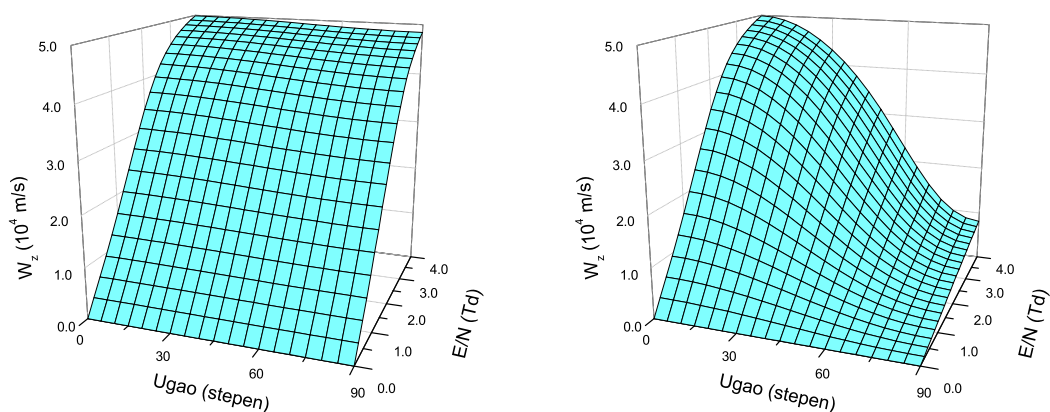
raste ciklotronska frekvencija i verovatnoća da elektroni naprave jednu punu rotaciju oko linija sila magnetskog polja pre nego što dožive sudar. Ovo znači da sa porastom magnetskog polja smanjuje se sposobnost električnog polja da pumpa energiju u sistem. Ovo je dobro poznati efekat magnetskog hlađenja roja elektrona [16, 66, 69].

Na Slikama 4.16–4.18 prikazane su trodimenzionalne raspodele komponenti brzine drifta u funkciji redukovano električnog polja i ugla između električnog i magnetskog polja. Kao i u slučaju srednje energije, na levim panelima su prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 16 Hx (0.5 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm), dok su na desnim panelima prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 160 Hx (5.0 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm). Komponente  $W_x$  i  $W_y$  zadovoljavaju sledeće osobine:  $W_x = W_y = 0$  za paralelnu orijentaciju polja i  $W_y = 0$  za ortogonalna polja. Ove osobine slede iz generalnih simetrija koje smo diskutovali u prethodnom poglavlju ove disertacije.

Sa Slike 4.16 na kojoj je prikazana trodimenzionalna raspodela  $W_x$  možemo uočiti da porastom  $B/N$  ova komponenta brzine drifta raste. Ovo je zapravo transverzalna  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  komponenta brzine drifta. Sa Slike vidimo da je ova komponenta brzine drifta monotono rastuća funkcija ugla između električnog i magnetskog polja. Međutim, zavisnost od redukovano električnog polja  $E/N$  zavisi od primenjenog redukovano magnetskog polja  $B/N$ . Za  $B/N = 16$  Hx (levi panel)  $W_x$  dostiže maksimum za  $E/N = 3.2$  Td a daljim porastom električnog polja ova komponenta brzine drifta monotono opada. Ovaj trend ponašanja nismo uočili za  $B/N = 160$  Hx (desni panel)



Slika 4.17:  $y$ -komponente brzine drifta u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.



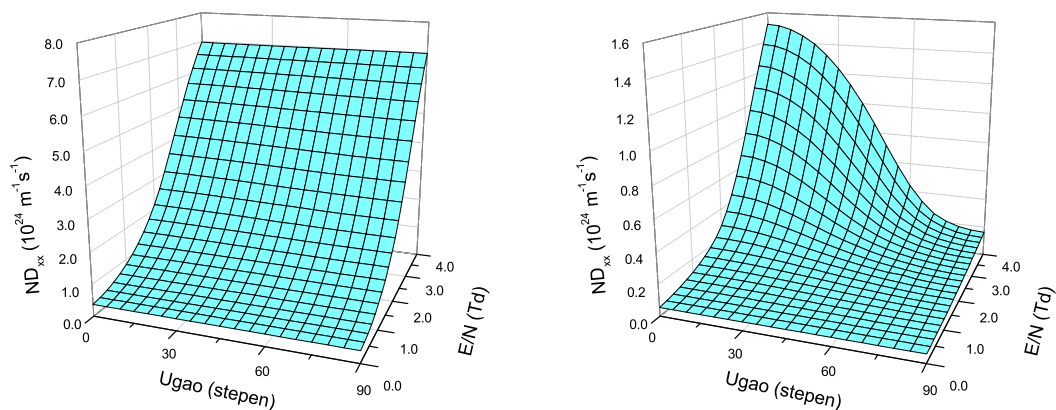
Slika 4.18:  $z$ -komponente brzine drifta u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

gde  $W_x$  monotono raste sa porastom  $E/N$  na bilo kojem uglu između električnog i magnetskog polja.

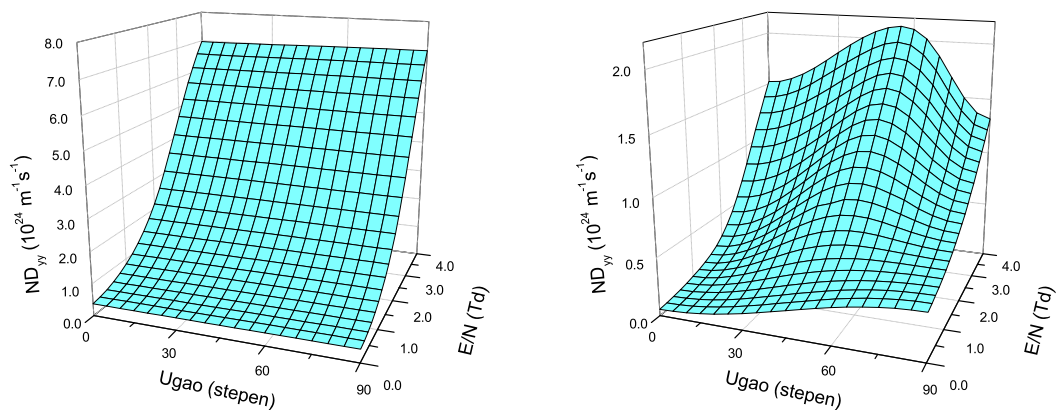
Na Slici 4.17 je prikazana trodimenzionalna raspodela  $y$  komponente brzine drifta u funkciji redukovanoeg električnog polja i ugla između električnog i magnetskog polja. Ova komponenta opisuje drift duž  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$  pravca. Kao i u slučaju  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  komponente brzine drifta, ova komponenta brzine drifta raste sa porastom magnetskog polja. Bez obzira na intenzitet primenjenog magnetskog polja, ova komponenta brzine drifta na fiksiranom električnom polju prvo raste sa porastom ugla, dostigne maksimum, a nakon toga daljim porastom ugla opada. Za  $B/N = 16$  Hx (levi panel)  $W_y$  dostiže maksimum na uglu od  $45^\circ$  bez obzira na  $E/N$ . Za  $B/N = 160$  Hx (desni panel)  $W_y$  dostiže maksimum takođe na  $45^\circ$  za  $E/N \leq 3.2$  Td, a za  $E/N > 3.2$  Td, ova veličina dostiže maksimum na  $50^\circ$ . Zbog ovakvog ponašanja sa promenom ugla, trodimenzionalni profil na jačem magnetskom polju pokazuje veću asimetriju u odnosu na onaj na slabijem magnetskom polju. Kada je u pitanju zavisnost od redukovanoeg električnog polja  $E/N$ , opazili smo sledeće zanimljive trendove ponašanja. Za  $B/N = 16$  Hx (levi panel)  $W_y$  dostiže maksimum na  $E/N = 2.6$  Td bez obzira na ugao između električnog i magnetskog polja. Za  $B/N = 160$  Hx (desni panel)  $W_y$  monotono raste sa porastom  $E/N$  na fiksiranom uglu između električnog i magnetskog polja.

Na Slici 4.18 je prikazana trodimenzionalna raspodela  $z$  komponente brzine drifta u funkciji redukovanoeg električnog polja i ugla između električnog i magnetskog polja. Ovo je longitudinalna komponenta brzine drifta koja opisuje drift duž pravca koji je definisan vektorom električnog polja. Sa Slike se mogu uočiti sledeći globalni trendovi ponašanja. Porastom redukovanoeg magnetskog polja  $B/N$  i/ili ugla između električnog i magnetskog polja,  $W_z$  monotono opada. Sa druge strane,  $W_z$  je monotono rastuća funkcija redukovanoeg električnog polja  $E/N$ . Osetljivost ove komponente brzine drifta na ugao između električnog i magnetskog polja je mnogo veća u slučaju jačeg magnetskog polja. Na primer, u limitu najvećeg polja od 4 Td za  $B/N = 16$  Hx,  $W_z$  se promeni za manje od 5% prilikom prelaza iz paralelne u ortogonalnu konfiguraciju polja, a za  $B/N = 160$  Hx, ova promena je veća od 500%.

Na Slikama 4.19–4.21 prikazane su trodimenzionalne raspodele dijagonalnih komponenti difuzionog tenzora u funkciji redukovanoeg električnog polja i ugla između električnog i magnetskog polja. Kao i u slučajevima srednje energije i komponenti brzine drifta, na levim panelima su prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 16 Hx (0.5 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm), dok su na desnim



Slika 4.19: Dijagonalne komponente  $D_{xx}$  difuzionog tenzora u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.



Slika 4.20: Dijagonalne komponente  $D_{yy}$  difuzionog tenzora u funkciji  $E/N$  i ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$  Hx, a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

panelima prikazani rezultati za redukovano magnetsko polje od 160 Hx (5.0 T na temperaturi 300 K i pritisku 1 atm). Pre nego što analiziramo osnovne trendove ponašanja dijagonalnih komponenti difuzionog tenzora u proizvoljnoj konfiguraciji električnog i magnetskog polja, neophodno je naglasiti da je veoma teško izdvojiti neke generalne osobine difuzije elektrona koje su zajedničke za rojeve elektrona u različitim gasovima i raznim uslovima u kojima se difuzija razmatra. Ovo je posledica kompleksnosti procesa koji utiču na difuziju elektrona u električnim i magnetskim poljima. Najvažniji procesi koji utiču na difuziju elektrona su: (i) termalna anizotropija, koja je posledica različitog haotičnog kretanja elektrona u različitim pravcima, (ii) magnetna anizotropija, prema kojoj je difuzija elektrona otežana u ravni koja je normalna na vektor magnetskog polja, i (iii) anizotropija indukovana električnim poljem koja je posledica prostorne varijacije srednje energije i lokalne srednje brzine elektrona duž roja, koja može da dovede ili do smanjenja ili pojačanja difuzije u zavisnosti od energijske zavisnosti kolizione frekvence. Pored ovog trostrukog anizotropnog efekta, sudari i kompleksna zavisnost kolizione frekvence od energije elektrona, prisustvo nekonzervativnih sudara, kao i mogućnost da individualni anizotropni efekti koje smo pomenuli budu međusobno spregnuti su takođe važni faktori koje treba razmatrati prilikom tumačenja difuzije elektrona u prisustvu električnog i magnetskog polja.

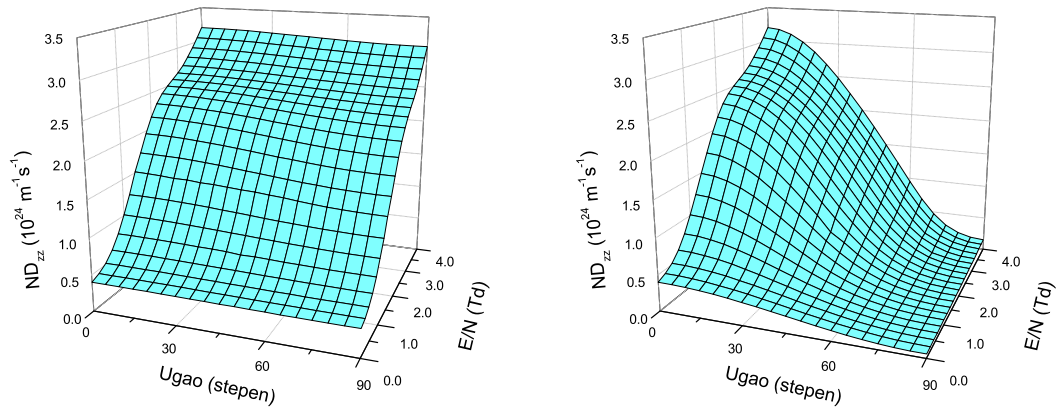
Pošto smo u ovom delu najviše fokusirani na efekte magnetskog polja i ugla između električnog i magnetskog polja na trendove ponašanja dijagonalnih difuzionih koeficijenata, razmotrimo sada efekte magnetske anizotropije na ponašanje ovih transportnih koeficijenata. U paralelnoj konfiguraciji polja,  $ND_{xx} = ND_{yy}$  što sledi iz generalnih osobina simetrija koje smo diskutovali u prethodnom poglavlju. U paralelnoj konfiguraciji polja, za  $B/N = 16$  Hx longitudinalni difuzioni koeficijent  $ND_{zz}$  je veći od transverzalnog za uglove manje od  $50^\circ$ , dok za uglove veće od  $50^\circ$  obrnuta situacija postoji: transverzalni difuzioni koeficijent je veći od longitudinalnog. Ovakvo ponašanje je posledica kombinovanih efekata energijske zavisnosti kolizione frekvence i eksplicitnog uticaja magnetskog polja na bočnu difuziju elektrona. Za paralelna polja, vidimo da longitudinalni difuzioni koeficijent  $ND_{zz}$  ne zavisi od intenziteta magnetskog polja. Takođe, bez obzira na intenzitet magnetskog polja, ovaj transportni koeficijent monotonno raste sa porastom redukovano električnog polja  $E/N$  i monotonno opada sa porastom ugla između električnog i magnetskog polja. Kao što smo očekivali, opadanje  $ND_{zz}$  sa uglom između električnog i magnetskog polja postaje očiglednije za veća redukovana magnetska polja  $B/N$ .

Za razliku od longitudinalnog difuzionog koeficijenta  $ND_{zz}$  koji monotonno opada

sa uglom između električnog i magnetskog polja bez obzira na  $B/N$ , transverzalni difuzioni koeficijenti  $ND_{xx}$  i  $ND_{yy}$ , koji opisuju difuziju duž  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  i  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$  pravaca, respektivno, pokazuju složenije ponašanje. Za  $B/N = 16$  Hx (levi paneli Slika 4.19 i 4.20), ove veličine veoma sporo rastu sa porastom ugla. Za  $B/N = 160$  Hx (desni paneli Slika 4.19 i 4.20),  $ND_{xx}$  monotono opada sa porastom ugla između električnog i magnetskog polja, baš kao i longitudinalni difuzioni koeficijent  $ND_{zz}$ , dok  $ND_{yy}$  monotono raste sa porastom ugla za  $E/N \leq 1.0$  Td a za  $E/N > 1.0$  Td, ove veličina raste sa uglom, dostigne maksimum, a onda daljim porastom ugla između električnog i magnetskog polja počinje da opada. Oba transverzalna difuziona koeficijenta  $ND_{xx}$  i  $ND_{yy}$  monotono su rastuće funkcije redukovano električnog polja  $E/N$ .

Varijacije individualnih dijagonalnih elemenata difuzionog tenzora posledica su doprinosa haotičnog kretanja elektrona i magnetne anizotropije. Doprinos haotičnog kretanja elektrona zavisi od konfiguracije polja na isti način na koji srednja energija elektrona zavisi od konfiguracije polja i redukovano magnetskog polja  $B/N$ . U slučaju TPC sistema koji ovde razmatramo, srednja energija opada monotono sa porastom  $B/N$  i/ili ugla između električnog i magnetskog polja, a monotono raste sa porastom  $E/N$ . Da bismo kvalitativno razumeli efekte magnetskog polja na elektrone u TPC sistemu, podsetićemo se da u odsustvu sudara elektroni jednostavno orbitiraju oko linija sila magnetskog polja. Ovi orbitalni efekti uvek sprečavaju difuziju u ravni koja je normalna na magnetsko polje. Porastom redukovano magnetskog polja, ovi efekti se dalje pojačavaju, jer porastom magnetskog polja raste ciklotronska frekvenca pa su elektroni sve sposobniji da kompletiraju celokupne kružne putanje (ili više kružnih putanja) oko linija sila magnetskog polja. Ovi efekti se uopšte ne manifestuju na difuziju duž pravca koji je paralelan sa pravcem magnetskog polja i u tom smislu, difuzija elektrona u pravcu magnetskog polja dominantno je određena efektima haotičnog kretanja elektrona. Uticaj eksplicitnih orbitalnih efekata na longitudinalni difuzioni koeficijent  $ND_{zz}$  postaje izraženiji porastom ugla između električnog i magnetskog polja. Takođe, pošto termalni efekti opadaju sa porastom ugla između električnog i magnetskog polja, onda jasno sledi da ovaj transportni koeficijent mora da opada sa porastom ugla. Sa druge strane, za  $ND_{yy}$  varijacije doprinosa haotičnog kretanja i orbitalnih efekata sa promenom ugla su međusobno suprotstavljene i zbog toga ova veličina na većini  $E/N$  koje smo razmatrali prvo poraste sa uglom između električnog i magnetskog polja, dostigne maksimum, pa onda daljim porastom ugla počinje da opada. Za  $ND_{xx}$ , odnosno difuzioni koeficijent koji opisuje difuziju duž  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  pravca, karakteristično je da ek-





Slika 4.21: Dijagonalne komponente  $D_{zz}$  difuzionog tenzora u funkciji  $E/N$  i ugla između električnog i magnetskog polja. Na levom panelu  $B/N = 16$ , Hx a na desnom  $B/N = 160$  Hx. Gasna smeša je Ne:CO<sub>2</sub>=90:10, a temperatura pozadinskog gasa je 300 K.

splicitni orbitalni efekti deluju na isti način promenom ugla i u tom smislu njegovo opadanje sa porastom ugla se odvija na identičan način kao i opadanje srednje energije. Ovi argumenti se mogu iskoristiti za razumevanje zašto  $ND_{xx}$  opada sporije sa porastom ugla u odnosu na  $ND_{zz}$ . Konačno, za fiksirani ugao između električnog i magnetskog polja i fiksirano  $E/N$ , porastom magnetskog polja  $B/N$  svi dijagonalni difuzioni koeficijenti opadaju, jer porastom magnetskog polja se pojačavaju eksplisitni orbitalni efekti i smanjuju se doprinosi haotičnog kretanja elektrona na difuziju. Odstupanje od ovih generalnih trendova su moguća za vrednosti  $B/N$  između 16 i 160 Hx i u tom slučaju se trebaju dovesti u vezu sa efektima termalne anizotropije i anizotropije indukovane prostornim varijacijama srednje energije i lokalne srednje brzine elektrona duž roja u električnom polju.

# Poglavlje 5

## Modelovanje transporta elektrona u RPC detektorima

### 5.1 Uvod

U ovom poglavlju su diskutovani sudarni i transportni podaci za elektrone u individualnim gasovima i smešama gasova koje se koriste u RPC detektorima. Najveća pažnja posvećena je razvoju preseka za rasejanje elektrona u tetrafluoroetanu ( $C_2H_2F_4$ ) koji ima ulogu nosećeg gasa u RPC detektorima. U ovom poglavlju je opisano nekoliko setova preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  i analizirane su njihove prednosti i nedostaci. Kao indikatori kvaliteta korišćeni su sledeći kvantitativni i kvalitativni kriterijumi: (i) stepen slaganja između izračunatih i eksperimentalno određenih transportnih koeficijenata (ili drugim rečima stepen uspeha u postizanju balansa impulsa, energije i broja čestica), (ii) prisustvo relevantnih procesa na niskim i visokim energijama, (iii) odsustvo fiktivnih neelastičnih procesa, i (iv) pouzdanost merenih transportnih koeficijenata koji su korišćeni u analizi. Značajno manja pažnja posvećena je analizi sudarnih i transportnih podataka elektrona u izobutanu ( $i-C_4H_{10}$ ) i sumpor-heksafluoridu ( $SF_6$ ). Iako su preseki za rasejanje elektrona u ovim gasovima preuzeti iz literature, oni su kritički sagledani i testirani poređenjem eksperimentalno određenih i teorijski izračunatih transportnih koeficijenata.

Nakon analize sudarnih podataka za rasejanje elektrona i njihove verifikacije poređenjem eksperimentalno određenih i teorijski izračunatih transportnih koeficijenata, u ovom poglavlju je analiziran transport elektrona u različitim  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$  smešama koje se koriste u RPC detektorima u okviru ALICE, ATLAS i CMS eksperimenata u CERN-u. Najveća pažnja je posvećena proučavanju eksplisit-

nih efekata nekonzervativnih sudara na transportne osobine elektrona sa posebnim akcentom na fizikalnom tumačenju negativne diferencijalne provodnosti koja se pojavljuje isključivo u  $E/N$ -profilu *bulk* brzine drifta. Za potrebe ovog tumačenja izračunate su prostorno razložene transportne karakteristike roja elektrona primenom Monte Karlo metoda.

Na kraju ovog poglavlja prikazani su najnoviji setovi preseka za rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  koji su značajno unapređeni u poređenju sa prethodno opisanim setovima. Ova unapređenja podrazumevaju bolju reprezentaciju neelastičnih procesa na niskim energijama, zahvat elektrona, elektronsku ekscitaciju i jonizaciju. Neki od preseka za ove procese su preuzeti iz literature a neki su izračunati specijalizovanim kompjuterskim kodom QUANTEMOL. Novoformirani setovi su iskorišćeni za proračun transportnih koeficijenata u različitim  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$  smešama koje se koriste u RPC detektorima u CERN-u.

## 5.2 Preseci za rasejanje elektrona u RPC gasovima

### 5.2.1 Preseci za rasejanje elektrona na $C_2H_2F_4$

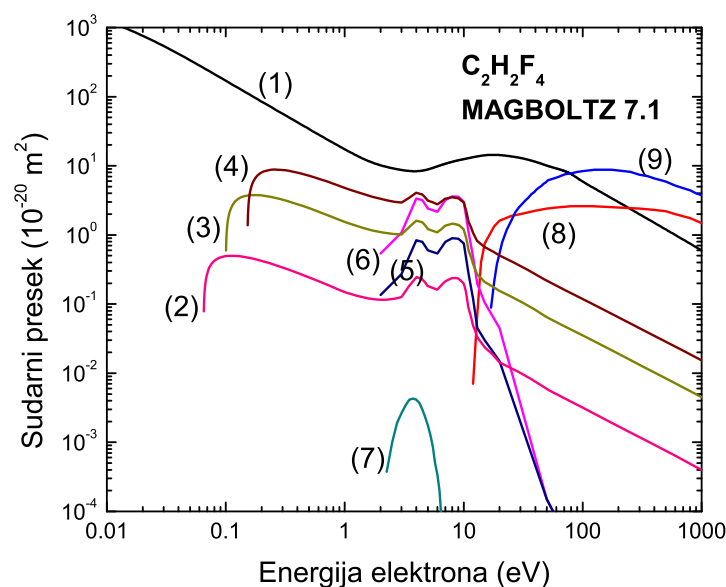
Na Slici 5.1 prikazan je set preseka za rasejanje elektrona  $C_2H_2F_4$  koji ćemo u nastavku diskusije obeležavati sa Biagi (2005). Ovaj set je direktno kodiran u MAGBOLTZ verzija 7.1 i razvijen je od strane S. Biagija. Svi relevantni preseci za rasejanje su ekstrapolacije preseka za  $C_2F_6$ . Na Slici 5.2 prikazan je unapređena verzija ovog seta preseka koja je takođe direktno kodirana u MAGBOLTZ u verziji 8.9.1. Koristeći eksperimentalne podatke Urquija i saradnika koji su dobijeni u impulsnim Townsend uslovima za brzinu drifta, efektivni koeficijent jonizacije i longitudinalni difuzioni koeficijent u čistom  $C_2H_2F_4$  i smešama sa Ar [83], Biagi je modifikovao inicijalnu verziju seta preseka Biagi (2005). Pored preseka za disocijativni zahvat elektrona, Biagi je na osnovu eksperimentalnih podataka Basile i saradnika [84] uključio i trojni zahvat, u limitu malih energija elektrona, koji zavisi od pritiska gasa.

Na Slici 5.3 prikazan je set preseka koji je razvijen u našoj laboratoriji [85]. Kao inicijalni set korišćen je set Biagi (2005) čijom modifikacijom standardnom tehnikom rojeva je dobijen set prikazan na Slici 5.3. Ovaj set preseka u budućoj diskusiji biće označen sa Šašić (2013). Kao među korak u razvoju, razvijen je set koji je podrazumevao uvođenje fiktivnog neelastičnog procesa koji je imao ulogu elektronske ekscitacije za tripletna stanja [86]. Ovaj set preseka nije korišćen u modelovanju

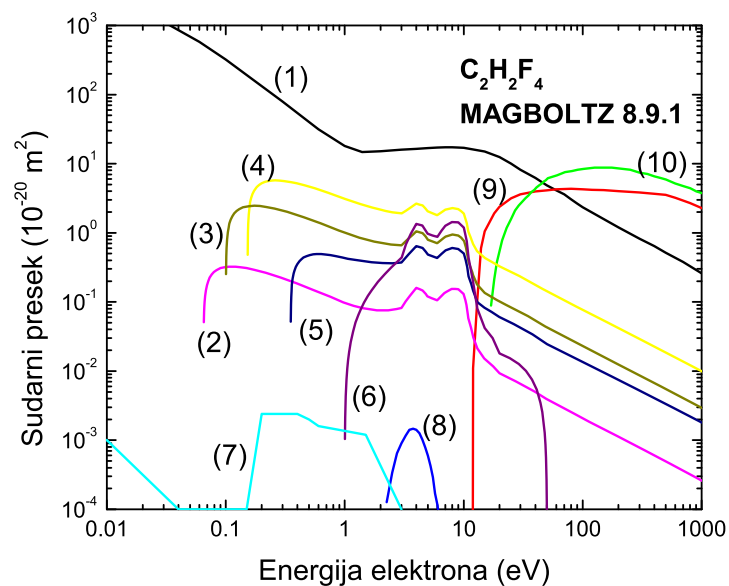
RPC detektora pa ga nećemo razmatrati u daljoj diskusiji. Što se tiče seta preseka koji je prikazan na Slici 5.3, kao referentni eksperimentalni podaci za transportne koeficijente korišćena su eksperimentalna merenja Urquija i saradnika u PT uslovima [83]. Brzina drifta je fitovana modifikacijom totalnog preseka za transfer impulsa a smeše sa Ar su korišćene za fina podešavanja preseka za neelastične procese i popravku energijskog balansa. U analizi je prvo korišćen popularni kompjuterski kod ELENDF [87] koji je baziran na aproksimaciji dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine a onda za fina podešavanja preseka i fitovanje transportnih koeficijenata korišćene su Monte Karlo simulacije.

### 5.3 Preseci za rasejanje elektrona na $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$

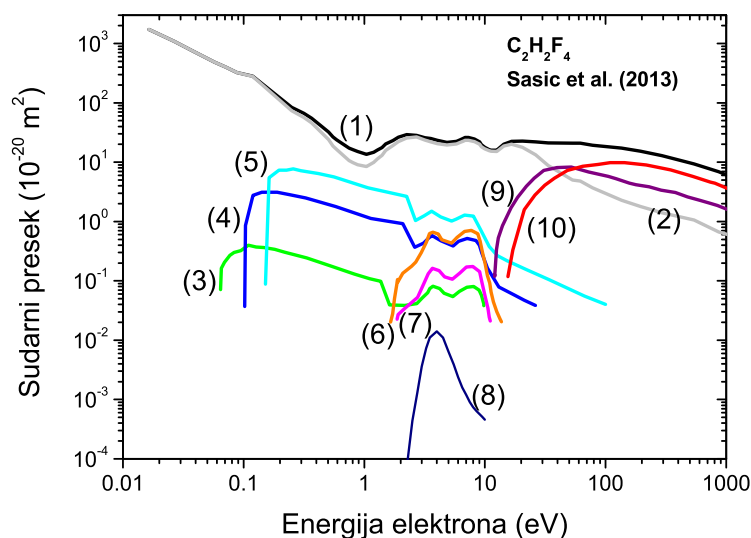
Na Slici 5.4 prikazan je set preseka za rasejanje elektrona u  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  koji je korišćen u ovoj disertaciji. Ovaj set je preuzet iz MAGBOLTZa verzija 7.1. Postoji i novija verzija seta preseka koja se može preuzeti iz poslednje verzije MAGBOLTZa. Međutim, mi smo se opredelili za stariju verziju seta preseka jer ovaj stariji set koji je kompiliran 1999. godine daje bolje slaganje za brzinu drifta i jonizacioni koeficijent sa eksperimentalnim vrednostima koje su dostupne u literaturi.



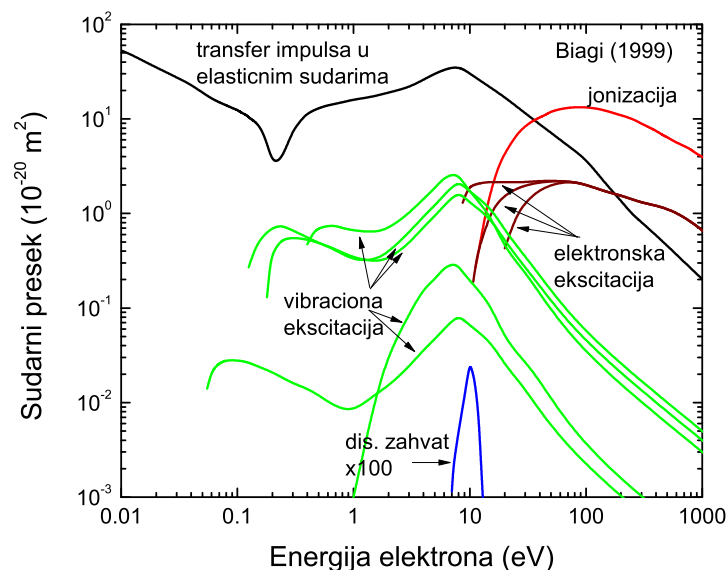
Slika 5.1: Set preseka za rasejanje elektrona u  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  (1 - transfer impulsa u elastičnim sudarima, (2) - (6) vibraciona ekscitacija, (7) - disocijativni zahvat, (8) - elektronska ekscitacija i (9) - jonizacija). Set je preuzet iz MAGBOLTZ koda verzija 7.1.



Slika 5.2: Set preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  (1 - transfer impulsa u elastičnim sudarima, (2) - (6) vibraciona ekscitacija, (7) - trojni zahvat, (8) - disocijativni zahvat, (9) - elektronska ekscitacija i (10) - jonizacija). Set je preuzet iz MAGBOLTZ koda verzija 8.9.1.



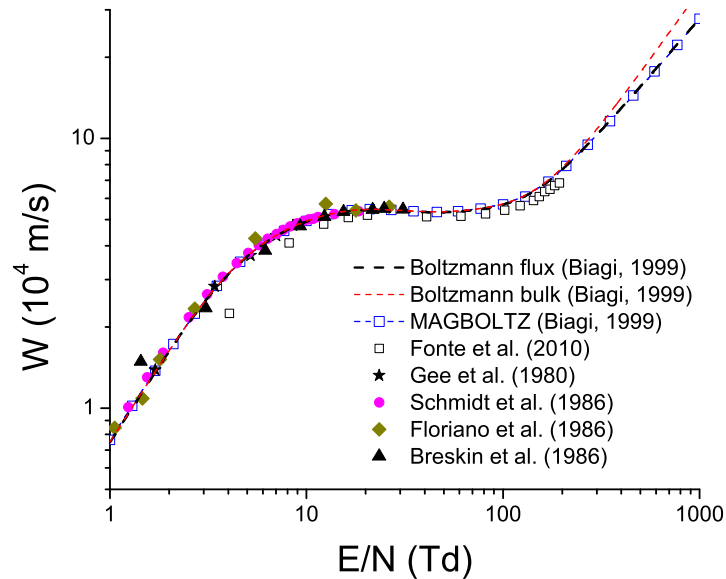
Slika 5.3: Set preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  (1 - totalni transfer impulsa, (2) - transfer impulsa u elastičnim sudarima, (3) - (7) vibraciona ekscitacija, (8) - disocijativni zahvat, (9) - elektronska ekscitacija i (10) - jonizacija). Set je razvijen u našoj laboratoriji [85].



Slika 5.4: Set preseka za rasejanje elektrona u  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ . Set je razvio S. Biagi i preuzet je iz MAGBOLTZ koda verzija 7.1.

Za reprezentaciju elastičnih sudara ovaj set podrazumeva presek za transfer impulsa u elastičnim sudarima. Ovaj presek ima relativno plitak Ramsauer-Townsendov minimum na energiji od 0.2 eV. Pored preseka za vibracionu ekscitaciju, ovaj set ima 3 preseka za elektronsku ekscitaciju, presek za disocijativni zahvat elektrona i presek za jonizaciju. Noviji set preseka ima veći broj preseka za vibracionu ekscitaciju i razdvojene preseke za singletna i tripletna stanja kada je u pitanju elektronska ekscitacija. Za reprezentaciju elastičnih sudara Biagi predlaže diferencijalne preseke za elastično rasejanje. Ovaj set preseka nema presek za disocijativni zahvat elektrona. Iako ovaj set ima bolju reprezentaciju neelastičnih procesa na niskim i visokim energijama on nije dovoljno pouzdan za korišćenje. Veća pouzdanost se može postići modifikacijama (ili eventualno uključivanjem) preseka za individualne procese primenjujući standardnu tehniku rojeva elektrona.

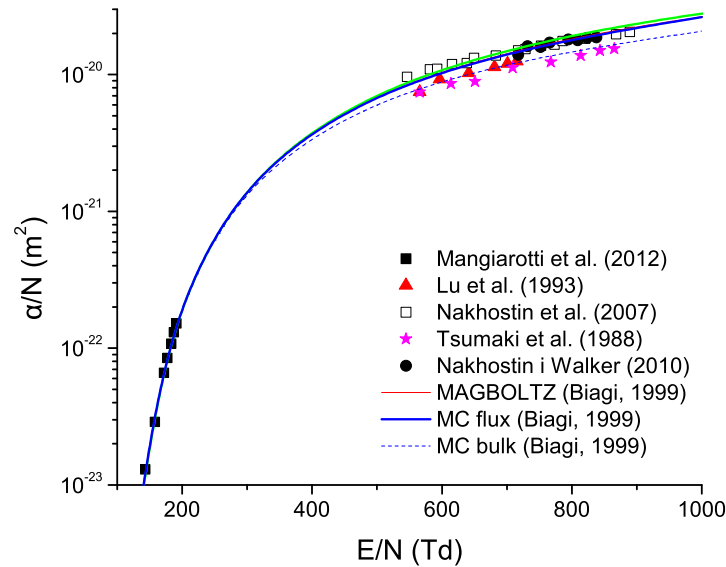
Na Slici 5.5 prikazano je poređenje brzine drifta koju smo dobili koristeći Biagi-jev set preseka iz 1999. godine sa rezultatima koje smo dobili koristeći MAGBOLTZ i eksperimentalnim rezultatima koji su dostupni u literaturi. Slaganje između naše *flux* brzine drifta i brzine drifta iz MAGBOLTZa je jako dobro. Što se tiče poređenja sa eksperimentalnim rezultatima, najbolje slaganje je postignuto sa rezultatima Schmidta i saradnika. Ovde treba napomenuti da Fonte i saradnici u svom radu priznaju veliku nesigurnost u merenju brzine drifta. Iz profila brzine drifta se može uočiti efekat negativne diferencijalne provodnosti koji predviđaju i eksperimentalna



Slika 5.5: Brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ . Naši rezultati dobijeni *multi term* teorijom za rešavanje Boltzmannove jednačine su upoređeni sa rezultatima MAGBOLTZa i eksperimentalnim rezultatima većeg broja autora kao što je naznačeno na Slici.

merjenja Fonte i saradnika. Efekat je veoma mali i nalazi se u oblasti između 25 i 45 Td.

Na Slici 5.6 prikazano je poređenje koeficijenta jonizacije koji smo dobili koristeći Biagijev set preseka iz 1999. godine sa rezultatima koje smo dobili koristeći MAGBOLTZ i eksperimentalnim rezultatima koji su dostupni u literaturi. Kao što smo i očekivali, bolje slaganje sa eksperimentalnim podacima postignuto je ukoliko se za proračun koeficijenta jonizacije koristi *flux* a ne *bulk* brzina drifta poznavajući brzinski koeficijent za jonizaciju u hidrodinamičkim uslovima. Ovde treba napomenuti da bi najegzaktniji način za određivanje koeficijenta jonizacije bile simulacije transporta u SST uslovima, gde bi se ova veličina mogla dobiti iz eksponencijalnog rasta broja elektrona sa rastojanjem. Alternativan, ali jednako egzaktn način bio bi proračun koeficijenta jonizacije razvijajući u red srednju brzinu u SST eksperimentu po gradijentima koncentracije pretpostavljajući eksponencijalan porast broja elektrona sa rastojanjem uz poznavanje hidrodinamičkih vrednosti za *flux* brzinu drifta, longitudinalni difuzioni koeficijent i eventualno *flux* vrednosti transportnih koeficijenata višeg reda ukoliko je otežana konvergencija ovog stepenog reda. U svakom slučaju, sa Slike 5.6 može se uočiti jako dobro slaganje naših rezultata i eksperimentalnih rezultata Mangiarottija i saradnika za  $E/N < 200$  Td i sa rezultatima Nakhostina i



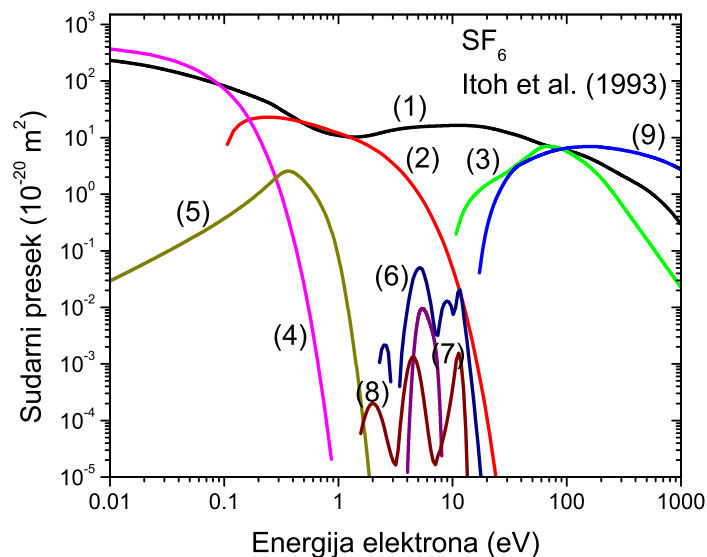
Slika 5.6: Koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ . Naši rezultati dobijeni *multi term* teorijom za rešavanje Boltzmannove jednačine su upoređeni sa rezultatima MAGBOLTZa i eksperimentalnim rezultatima većeg broja autora kao što je naznačeno na Slici.

Walkera na višim vrednostima  $E/N$ . Biagijev set preseka iz 2014. godine daje mnogo lošija slaganja za brzinu drifta a naročito za koeficijent jonizacije pa je odlučeno da se koristi set preseka iz 1999. godine koji je direktno kodiran u MAGBOLTZ verzija 7.1

## 5.4 Preseci za rasejanje elektrona na $\text{SF}_6$

U literaturi se može naći nekoliko setova preseka za rasejanje elektrona u  $\text{SF}_6$ . Ipak se mogu izdvojiti dva seta preseka koji su za razliku od drugih bili predmet detaljnijih analiza kako u pogledu individualnih procesa tako i pogledu potpunosti i konzistentnosti sa eksperimentalno određenim transportnim koeficijentima. Prvi set su razvili Phelps i van Brunt [88]. Ovaj set je baziran na ranije publikovanim setovima (videti npr. [89–92]) i eksperimentalnim podacima Aschwandena [93] i drugih. Smeše sa  $\text{N}_2$  i  $\text{Ne}$  su korišćene pre svega za testove koeficijenta zahvata elektrona, a smeše sa  $\text{O}_2$  za popravku energijskog balansa na višim energijama. Ovde treba napomenuti, da je veoma neobično da su analizirane smeše sa  $\text{O}_2$  imajući u vidu veliku verovatnoću za detačment elektrona prilikom interakcije negativnih jona  $\text{O}^-$ ,  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{O}_3^-$  i  $\text{O}_4^-$  i neutralnog molekula  $\text{O}_2$  na energijama koje se razmatraju.





Slika 5.7: Set preseka za rasejanje elektrona u  $\text{SF}_6$ : (1) transfer impulsa u elastičnim sudarima, (2) vibraciona ekscitacija, (3) elektronska ekscitacija, (4)–(8) disocijativni zahvat i (9) jonizacija.

Prisustvo detačmenta elektrona se mora uzeti u obzir prilikom fitovanja efektivnog koeficijenta jonizacije. U analizi baziranoj na tehnici rojeva, Phelps i Van Brunnt su koristili aproksimaciju dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine. Kao rezultat analize su postigli dobra slaganja sa eksperimentalnim vrednostima za brzinu drifta i efektivnog koeficijenta jonizacije dok su slaganja sa redukovanim difuzionim koeficijentima na mobilnost bila lošija.

Iako je Phelps i Van Brunntov set preseka za rasejanje elektrona u  $\text{SF}_6$  pouzdan i mnogo puta korišćen u različitim oblastima fizike i tehnologije, mi smo odlučili da koristimo set preseka koji je razvila grupa sa Hokkaido univerziteta u Japanu predvođena profesorom Tagashirom [94]. Ovaj set je dobijen standardnom tehnikom rojeva elektrona u kojoj je korišćena *multi term* tehnika za rešavanje Boltzmannove jednačine i eksperimentalni rezultati Nakamure [95], Hasegawe i saradnika [96] i Aschwandena [93]. Postignuto je bolje slaganje sa eksperimentalnim rezultatima kako za brzinu drifta i efektivni koeficijent jonizacije tako i za difuzione koeficijente u poređenju sa radom Phelps i Van Brunnta. Pored činjenice da je grupa profesora Tagashire imala veliko iskustvo u korišćenju tehnike rojeva elektrona za potrebe razvoja i normalizacije setova preseka, oni su među prvima prepoznali značaj prirode transportnih koeficijenata koji se mere u različitim tipovima eksperimenata, naročito kada se radi sa jako elektronegativnim gasovima kakav je  $\text{SF}_6$ . U tom smislu, imali su

dobru kontrolu nad podacima sa kojima su operisali. Osnovni nedostatak njihovog seta je da je dobijen analizom u čistom gasu. Ovaj set preseka je prikazan na Slici 5.7 i sastoji se iz preseka za transfer impulsa u elastičnim sudarima, preseka za vibracionu i elektronsku ekscitaciju, pet preseka za disocijativni zahvat koji vode ka formiranju  $SF_6^-$ ,  $SF_5^-$ ,  $SF_4^-$ ,  $F_2^-$  i  $F^-$  negativnih jona i jonizacije. Elektronska ekscitacija vodi ka disocijaciji molekula kao i u slučaju drugih molekula velikih dimenzija sa većim brojem atoma fluora, što je verifikovano u eksperimentima [97].

## 5.5 Transport elektrona u RPC gasnim smešama

### 5.5.1 Radni uslovi proračuna i simulacija

Radne vrednosti redukovanoog električnog polja za RPC detektore i odgovarajuće gasne smeše su iznad vrednosti kritičnih električnih polja. Za *timing* RPC ove vrednosti su obično između 400 i 450 Td u zavisnosti od tipa eksperimenta dok su za tzv. *triggering* RPC ove vrednosti oko 200 Td ( $1 \text{ Td} = 1 \cdot 10^{-21} \text{ Vm}^2$ ). Međutim, fluidni modeli ovih detektora, bez obzira da li se radi o lavinskom ili strimerskom modu rada, zahtevaju poznavanje transportnih koeficijenata u širokom opsegu  $E/N$  i/ili srednjih energija elektrona u zavisnosti od reda fluidnih jednačina. U ovom poglavlju su prikazani transportni koeficijenti elektrona u opsegu od 1 do 1000 Td. Pritisak i temperatura pozadinskog gasa su fiksirani na 1 atm i 293 K. Transport elektrona je razmatran za sledeće RPC sisteme:

1. ALICE *timing* RPC  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 90/5/5$  [2],
2. ALICE *triggering* RPC  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 89.7/10/0.3$  [2],
3. CMS *triggering* RPC  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 96.2/3.5/0.3$  [3],
4. ATLAS *triggering* RPC  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 94.7/5/0.3$  [1].

Za proračune smo koristili sledeće setove preseka kao ulazne podatke: freon Šašić *et al.*, 2013; izobutan MAGBOLTZ 7.1; i sumpor-heksafluorid Itoh *et al.*, 1993.

### 5.5.2 Grejanje i hlađenje zahvatom elektrona

Pre nego što pređemo na diskusiju, veoma je korisno da u kratkim crtama opišemo eksplicitne efekte nekonzervativnih sudara na transportne osobine elektrona. U

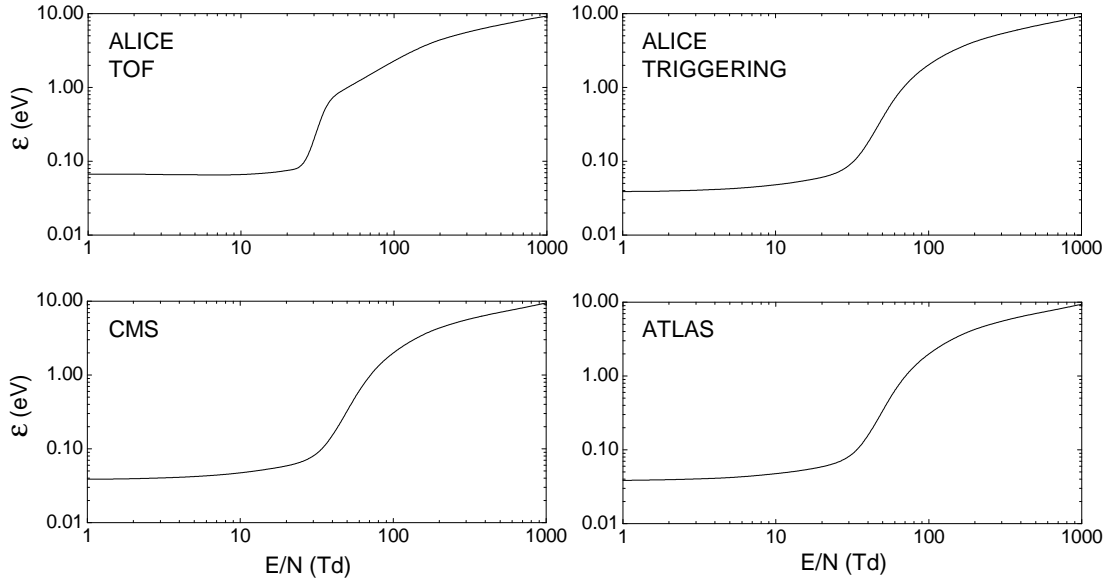
ovom odeljku uvešćemo i pojmove *grejanja* i *hlađenja* elektrona delovanjem zahvata elektrona.

Bez obzira da li se analizira transport elektrona u hidrodinamičkim ili nehidrodinamičkim uslovima raspodela srednje energije duž roja elektrona je prostorno anizotropna. Elektroni na frontu roja imaju veće energije od onih na začelju, jer u srednjem oni su ubrzavaju većom razlikom potencijala. Pošto preseki za nekonzervativne sudare zavise od energije elektrona to znači da su brzinski koeficijenti koji opisuju ove procese kao i srednja energija prostorno zavisni. Ukoliko koliziona frekvenca za zahvat elektrona raste sa energijom, onda će veći broj elektrona biti zahvaćen na frontu roja. Ovo ima za posledicu pomeranje centra mase roja unazad i opadanje *bulk* brzine drifta u poređenju sa *flux* brzinom. Gubitak visokoenergijskih elektrona iz roja vodi ka smanjenju srednje energije što opet sa svoje strane vodi ka opadanju *flux* komponenti difuzionih koeficijenata. Ovaj proces je poznat kao *hlađenje zahvatom*.

Ukoliko koliziona frekvenca opada sa porastom energije elektrona, onda će veći broj elektrona biti zahvaćen na začelju roja. Ovo vodi ka pomeranju centra mase roja unapred i porastu *bulk* brzine drifta u poređenju sa *flux* brzinom drifta. U ovom slučaju srednja energija elektrona raste pa dolazi i do porasta *flux* komponenti koeficijenata difuzije. Ovaj fenomen je poznat kao *grejanje zahvatom* i od posebne je važnosti, kao što ćemo videti, za analizu kinetičkih fenomena transporta elektrona u RPC gasovima. Konačno, ukoliko je jonizacija dominantan nekonzervativan proces, elektroni uglavnom nastaju na frontu roja u oblasti viših energija što neminovno vodi ka pomeranju centra mase unapred i porastu *bulk* brzine drifta. Eksplicitni uticaj jonizacije takođe ima važnu ulogu u razmatranju kinetike elektrona u RPC sistemima.

### 5.5.3 Transportni koeficijenti

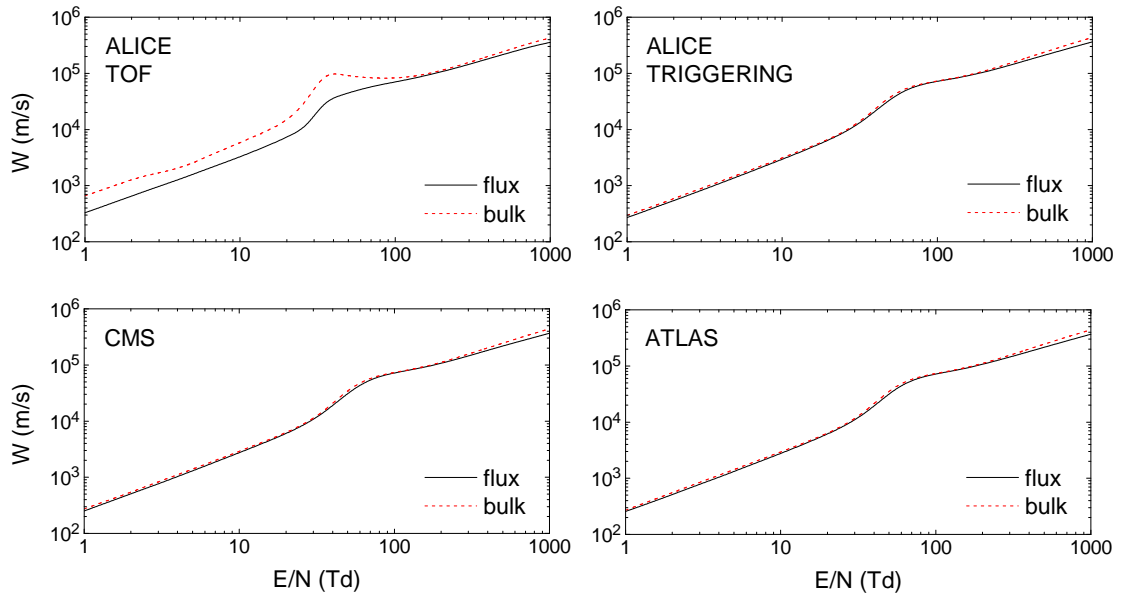
Na Slici 5.8 prikazana je srednja energija elektrona u funkciji  $E/N$  za ALICE *timing* i *triggering* RPC sisteme na ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima. Karakteristike preseka za rasejanje elektrona su reflektovane u profilima srednje energije i generalno se mogu uočiti tri jasno razdvojene oblasti. Izuzimajući ALICE *timing* RPC, prvo se može uočiti oblast u kojoj srednja energija sporo raste zbog velikih gubitaka energije elektrona u vibracionim ekscitacijama pojedinačnih molekula smeše. Nakon ove prve oblasti, sledi druga oblast u kojoj srednja energija oštro raste zbog opadanja preseka za vibracionu ekscitaciju. U trećoj oblasti, srednja energija



Slika 5.8: Srednja energija elektrona u funkciji  $E/N$  za RPC gasne smeše koje se koriste u ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u.

ponovo sporije raste jer elektroni sada gube energiju u neelastičnim procesima sa višim pragovima uključujući elektronsku ekscitaciju, disocijaciju u neutralne fragmente i jonizaciju. Kao što vidimo sa Slike 5.8, promene srednje energije sa  $E/N$  su skoro identične jer su razlike u gasnim smešama veoma male. Količina  $SF_6$  u ovim smešama je jednaka i iznosi 0.3%.

Srednja energija pokazuje zanimljivije ponašanje u slučaju ALICE *timing* RPC sistema. U ovom sistemu količina  $SF_6$  je mnogo veća pa su transportni koeficijenti pod mnogo jačim efektom zahvata elektrona. U limitu najnižeg  $E/N$  ( $E/N < 10$  Td) može se uočiti neobičan trend ponašanja srednje energije. Porastom  $E/N$ , srednja energija se veoma sporo menja, zapravo suštinski ostaje nepromenjena. Takođe, može se uočiti da je srednja energija u limitu malih  $E/N$  značajno iznad termalne energije elektrona ( $\frac{3}{2}kT = 0.038$  eV) što je jasan znak prisustva dodatnog mehanizma za grejanje elektrona. Ova neobična situacija posledica je kombinovanih efekata grejanja zahvata i neelastičnog hlađenja. Pod terminom *neelastično hlađenje* podrazumevamo pojavu da kad god dođe do neelastičnog sudara elektron izgubi najmanje energiju praga za taj proces i nastavlja dalje svoju evoluciju sa energijom koja je umanjena za energiju praga. U limitu malih  $E/N$  i opsegu energija od interesa, koliziorna frekvencija za zahvat elektrona koji vodi ka formiranju stabilnog  $SF_6^-$  jona opada sa porastom energije elektrona što ima za posledicu da elektroni manjih energija na začelju roja preferencijalno nestaju zahvatom elektrona. Ovo je manifestacija grejanja zahvatom



Slika 5.9: *Bulk* i *flux* brzina drifta u funkciji  $E/N$  za RPC gasne smeše koje se koriste u ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u.

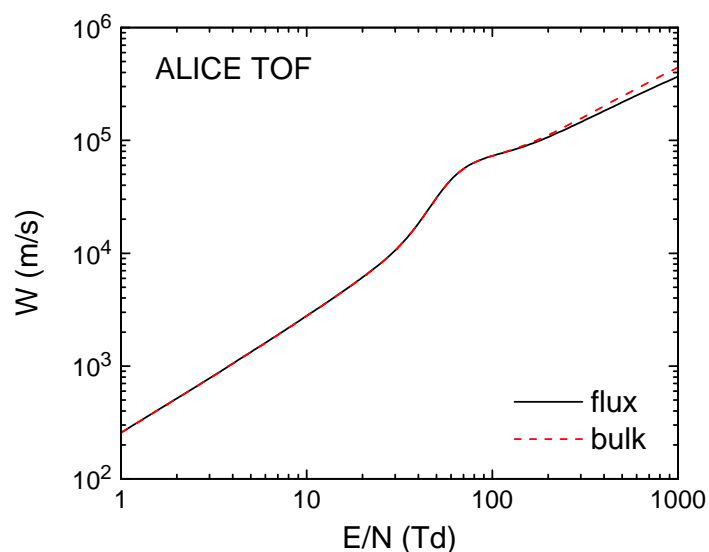
elektrona što se može videti i u porastu *bulk* brzine drifta na Slici 5.9. Međutim, zbog efekata neelastičnog hlađenja, ukoliko elektroni imaju energiju malo višu od energije praga za vibracionu ekscitaciju, onda oni gube gotovo celokupnu energiju u sudarima sa molekulima što vodi ka hlađenju roja, čak i u slučaju da samo mali broj elektrona ima dovoljno veliku energiju. Ovi argumenti se mogu koristiti za objašnjenje veoma neobičnog ponašanja srednje energije za ALICE *timing* RPC sistem. Zbog grejanja zahvatom elektrona, srednja energija je značajno viša od termalne energije elektrona, a onda zbog neelastičnog hlađenja srednja energija ne može dalje da raste zbog rapidnog porasta kolizionne frekvence za neelastične sudare.

Na Slici 5.9 prikazana je brzina drifta elektrona u funkciji  $E/N$  za ALICE *timing* i *triggering* RPC sisteme na ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima. U svim RPC sistemima *bulk* brzina drifta je veća od *flux* komponente u celom razmatranom opsegu  $E/N$ . U oblasti nižeg  $E/N$  ovo je posledica grejanja zahvatom, a na višem  $E/N$  ovakvo ponašanje je posledica eksplicitnih efekata jonizacije na drift elektrona. Može se uočiti da su efekti zahvata elektrona intenzivniji od onih indukovanih jonizacijom što je naročito izraženo za ALICE *timing* RPC gde razlike između *bulk* i *flux* komponente mogu biti i do 100% u limitu nižih  $E/N$ .

Prisustvo negativne diferencijalne provodnosti (NDC) u profilu *bulk* brzine drifta i odsustvo istog fenomena za *flux* komponentu brzine drifta za ALICE *timing* RPC sistemu je svakako jedan od najzanimljivijih kinetičkih fenomena koji je opažen u

transportu elektrona u RPC gasovima. NDC je kinetički fenomen u kome brzina drifta opada sa porastom električnog polja. Sa Slike se može uočiti da *bulk* brzina drifta pokazuje NDC u oblasti između 30 i 100 Td. Prva detaljna razmatranja uslova koji vode ka pojavi NDCa u transportu elektrona razmatrani su u prvoj polovini 80-ih godina prošlog veka [98, 99]. Pokazano je da NDC nastaje za različite kombinacije preseka za elastično i neelastično rasejanje. Ukoliko za rastuće električno polje dođe do rapidne promene energijskih gubitaka iz dominantno neelastičnih u dominantno elastične, onda zbog pojačane randomizacije usmerenost kretanja slabi i brzina drifta opada iako srednja energija raste. U ovoj situaciji očekuje se NDC kako u *bulk* tako i u *flux* komponenti brzine drifta i tipični primeri gasova u kojima se ovaj proces dešava su CH<sub>4</sub>, CF<sub>4</sub> i gasne smeše plemenitih gasova i molekularnih gasova. Uslovi koji su neophodni da zahvat elektrona ili jonizacija indukuju NDC su takođe diskutovani i zaključeno je da nekonzervativni procesi mogu dovesti do pojave NDC gde će najverovatnije obe komponente pokazivati NDC ali različitog ‘intenziteta’ [100]. U našem slučaju NDC se pojavljuje isključivo u profilu *bulk* brzine drifta što jako podseća na situaciju koja je primećena u transportu pozitrona [101], gde je NDC indukovao jako nekonzervativnom prirodom procesa za formiranje pozitronijuma (engl. *Positronium formation*). Da bismo proverili razloge nastajanja NDC efekta u *bulk* brzini drifta i odsustva istog fenomena u *flux* brzini drifta primenjena je sledeća strategija. Obe komponente brzine drifta su ponovo izračunate gde je zahvat elektrona tretiran kao konzervativan proces. Rezultati su prikazani na Slici 5.10 sa koje se može uočiti da je NDC nestao iz profila *bulk* brzine drifta a jedine razlike između *bulk* i *flux* komponente se mogu primetiti za  $E/N > 200$  Td kao posledica eksplicitnih efekata jonizacije. Sasvim je jasno da zahvat elektrona, a ne kombinacija preseka za elastične i neelastične sudare promoviše nastajanje ovog fenomena. Detaljnija analiza fizičkih mehanizama povezanih sa zahvatom elektrona koji su odgovorni za nastajanje NDCa prikazana je u sledećem potpoglavlju.

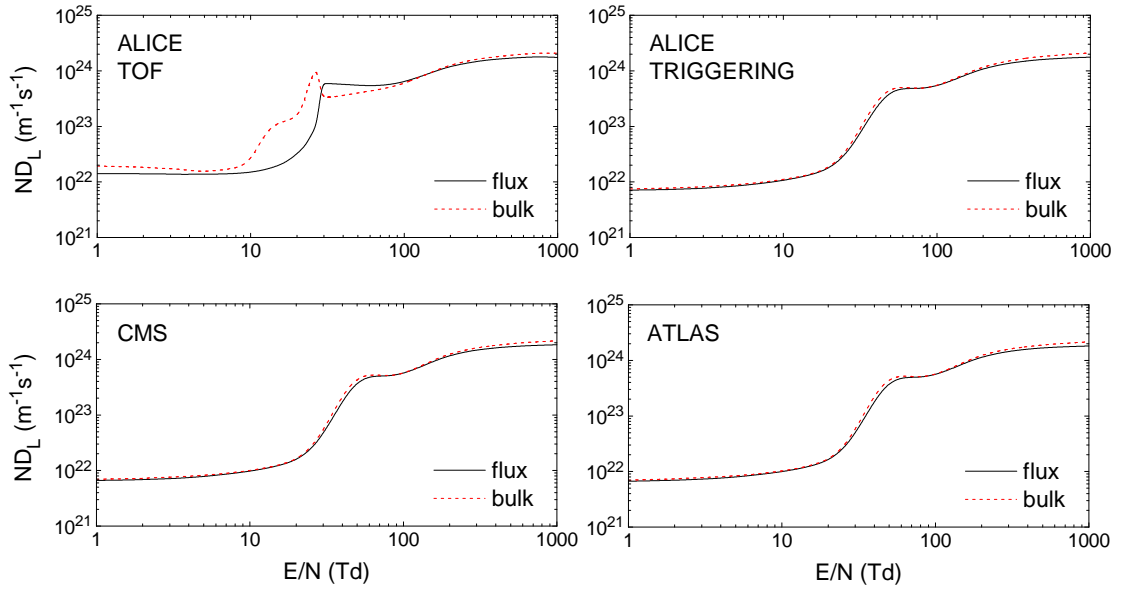
Na Slikama 5.11 i 5.12 prikazani su longitudinalni i transverzalni difuzioni koeficijenti u funkciji  $E/N$  za ALICE *timing* i *triggering* RPC sisteme na ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima. Za ALICE, ATLAS i CMS *triggering* RPC sisteme vidimo da su promene *bulk* i *flux* komponenti sa  $E/N$  skoro identične. Razlike između *bulk* i *flux* komponenti za ove sisteme su reda veličine 20% i isključivo su kvantitativne prirode. Za ALICE *timing* RPC situacija je *kvalitativno* drugačija, jer iako obe komponente i *bulk* i *flux* difuzionih koeficijenata generalno rastu sa porastom  $E/N$ , mogu se uočiti uske oblasti  $E/N$  gde *bulk* i *flux*  $ND_L$  i *bulk*  $ND_T$  opadaju sa porastom  $E/N$ . Ovo ilustruje kompleksnost difuzionih procesa elektrona



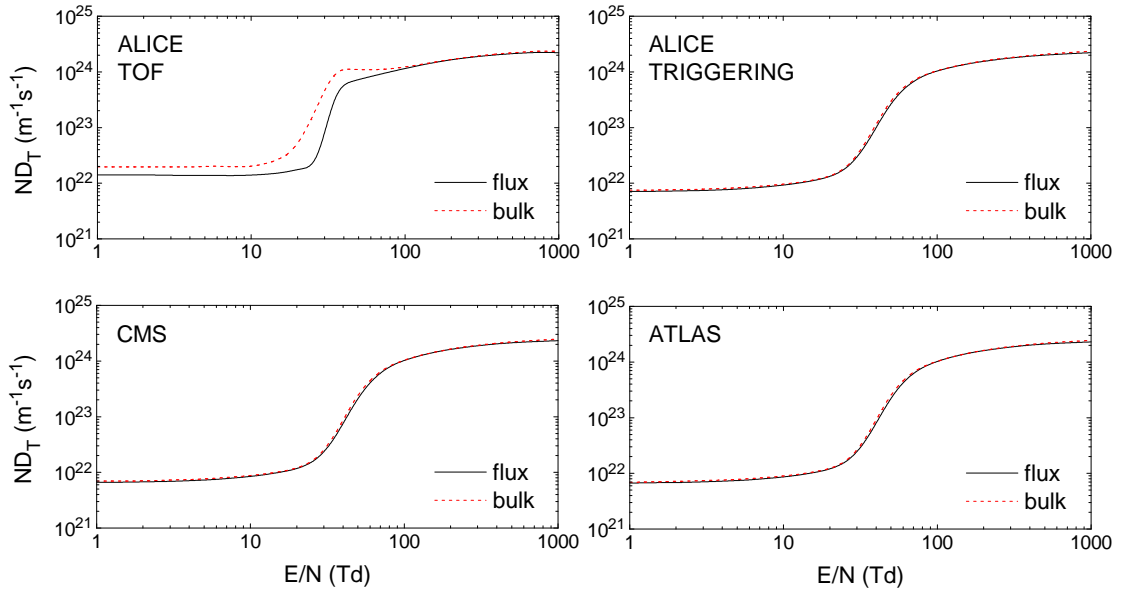
Slika 5.10: *Bulk* i *flux* brzina drifta u funkciji  $E/N$  za ALICE *timing* RPC sistem. Zahvat elektrona je tretiran kao konzervativan neelastičan proces bez gubitka energije elektrona nakon sudara.

u RPC gasovima koju nije jednostavno objasniti analizom pojedinačnih trajektorija elektrona, efekata polja i energijskom zavisnošću preseka za sudare. Prvo treba razmotriti efekte termalne anizotropije, jer haotično kretanje elektrona se ne odigrava na isti način u svim pravcima, zatim tu su efekti povezani sa električnim poljem koje indukuje prostornu anizotropiju srednje energije i srednje kolizione frekvence što vodi ka anizotropiji srednje brzine duž pojedinačnih pravaca koja utiče na pojačanje i/ili slabljenje difuzije. Prisustvo nekonzervativnih sudara i kompleksna energijska zavisnost preseka za ove procese dalje komplikuje tumačenje difuzionih procesa u RPC sistemima.

Na Slici 5.13 prikazan je efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za ALICE *timing* i *triggering* RPC sisteme na ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima. Kao i u slučaju drugih transportnih koeficijenata za ALICE, ATLAS i CMS *triggering* RPC sisteme vidimo da su promene ove veličine skoro identične. Kritično polje iznosi oko 140 Td dok u slučaju ALICE *timing* sistema kritično polje je 215 Td. Nešto viša vrednost kritičnog polja za ALICE *timing* RPC sistem se mogla očekivati zbog već količine  $SF_6$  gasa u smeši i intenzivnijeg uklanjanja niskoenergijskih elektrona.

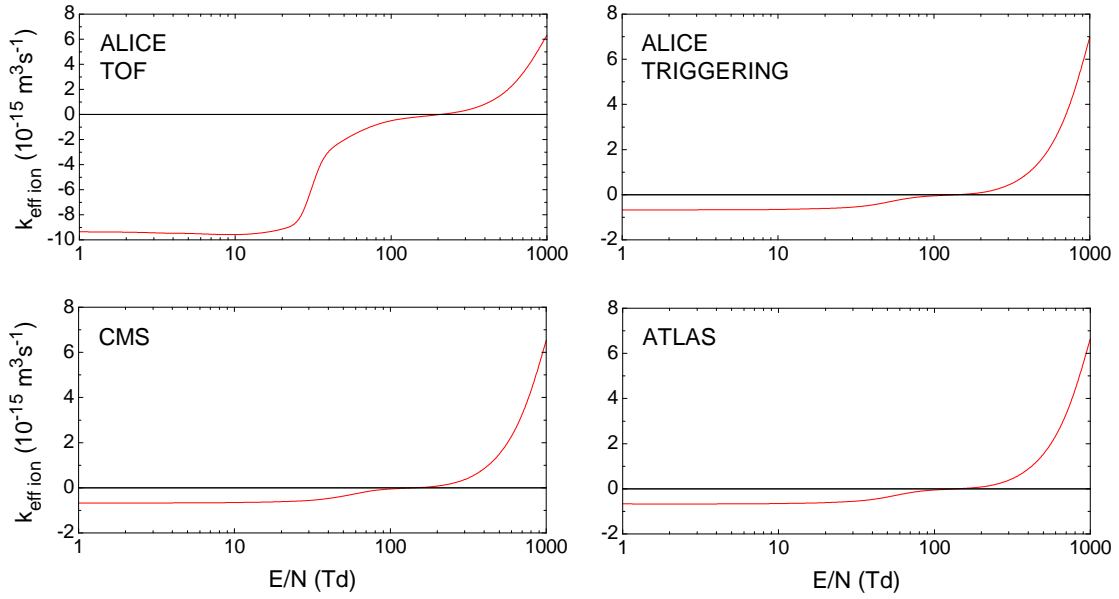


Slika 5.11: *Bulk* i *flux* longitudinalni difuzijski koeficijent u funkciji  $E/N$  za RPC gasne smeše koje se koriste u ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u.



Slika 5.12: *Bulk* i *flux* transverzalni difuzijski koeficijent u funkciji  $E/N$  za RPC gasne smeše koje se koriste u ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u.





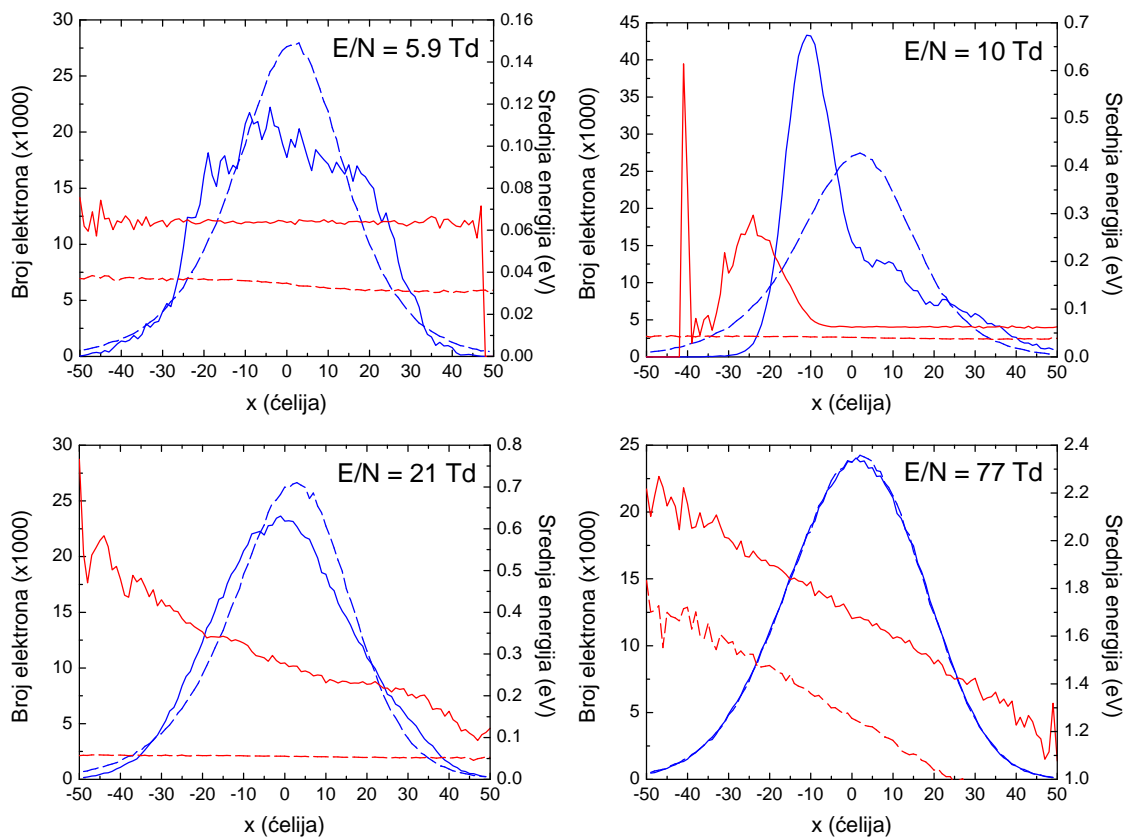
Slika 5.13: Efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za RPC gasne smeše koje se koriste u ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u.

#### 5.5.4 Prostorno razložene karakteristike roja: fizikalno tumačenje NDC efekta

U prethodnom delu su analizirani trendovi ponašanja transportnih koeficijenata u električnom polju na osnovu numeričkih *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine. U ovom potpoglavlju su prikazani Monte Karlo rezultati za prostorno razložene karakteristike roja elektrona i funkcije raspodele za ALICE *timing* RPC sistem. Osnovna motivacija za ove proračune je direktna interpretacija rezultata i razumevanje NDC efekta.

Na Slici 5.14 su prikazani prostorni profili broja elektrona i prostorno razložena srednja energija duž roja za četiri različite vrednosti  $E/N$ . U Monte Karlo simulacijama nisu razmatrani termalni efekti pozadinskog gasa, odnosno pretpostavljen je stacionaran gas ( $T = 0\text{K}$ ). Ovu činjenicu je razlog zašto su naši profili transportnih koeficijenata pomereni ulevo u odnosu na rezultate dobijene rešavanjem Boltzmannove jednačine. Ovi Monte Karlo rezultati nisu prikazani na gornjim Slikama zbog preglednosti i jasnoće izlaganja. U Monte Karlo simulacijama NDC efekat se nalazi u opsegu između 20 i 77 K dok na osnovu numeričkih *multi term* rešenja Boltzmannove jednačine ovaj opseg je približno između 30 i 100 Td.

Rezultati koji su prikazani na Slici 5.14 opisuju i situaciju u kojoj je zahvat elektrona tretiran kao konzervativan neelastičan proces sa nultim gubitkom energije

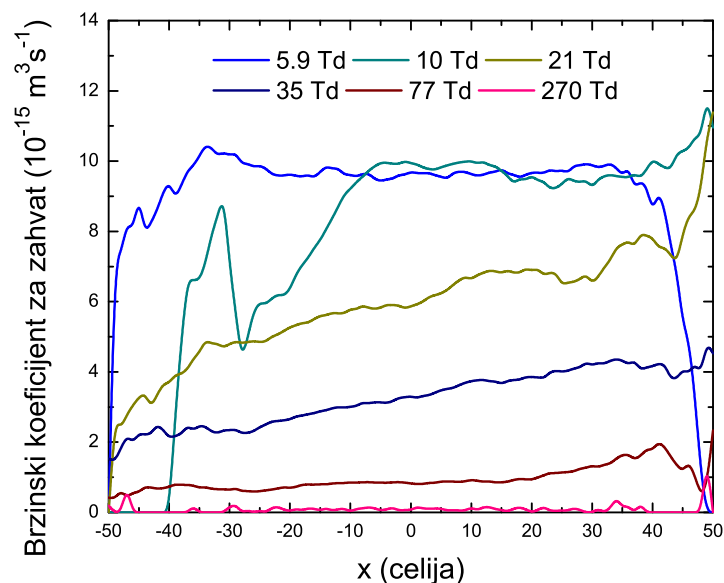


Slika 5.14: Prostorni profil broja elektrona (plave krive) i prostorno razložena srednja energija (crvene krive) za četiri različite vrednosti  $E/N$  u ALICE *timing* RPC sistemu. Punim linijama su prikazani rezultati kada je zahvat elektrona tretiran kao regularan nekonzervativan proces, a isprekidanim linijama prikazani su rezultati koji su dobijeni smatrajući da je zahvat elektrona konzervativan neelastičan proces. Prostorno razložene karakteristike roja su određene za trenutak  $t = 1$  ns.

nakon sudara. Odmah se može uočiti da je u ovom slučaju prostorni profil roja skoro idealno simetričan i da ima tipičan gausovski profil nezavisno od primenjenog  $E/N$ . Prostorno razložena srednja energija ima karakterističan nagib što je jasna manifestacija anizotropne raspodele duž roja. U profilu srednje energije nema oscilacija Franck-Hertzovskog tipa što je jasan znak da se gubici energije odvijaju na ‘kontinualan’ način odnosno da funkcija raspodele prekriva veći broj neelastičnih procesa u širokoj oblasti energija.

Kada je zahvat elektrona tretiran na regularan način, dakle kao nekonzervativan proces, mogu se uočiti drastične modifikacije prostornih profila broja elektrona i srednje energije. Za  $E/N$  od 5.9 i 10 Td prostorni profil roja više nije Gausijan a za 21 Td prostorni profil pokazuje asimetričnu gausovsku raspodelu čiji parametri su potpuno drugačiji u odnosu na situaciju kada je zahvat tretiran kao konzervativan proces. Za  $E/N = 5.9$  Td se može uočiti da je srednja energija prostorno uniformna. Ovo je zapravo posledica naše procedure za normalizaciju: prostorni profili srednje energije i broja elektrona nisu simetrični duž roja, a kombinacija ova dva efekta daje male prostorne varijacije srednje energije. Međutim, za  $E/N = 10$  Td vidimo da je začelje roja potpuno odsečeno dok je srednja energija konstantna. Na frontu roja srednja energija raste veoma oštro, ali pre dostizanja maksimuma može se uočiti lokalni minimum, a nakon toga srednja energija drastično poraste u veoma uskom prostornom opsegu. Za  $E/N = 21$  Td prostorna zavisnost srednje energije je skoro linearna bez oštrih skokova i padova. Daljim porastom  $E/N$ , srednja energija raste i sve je manji i manji broj elektrona koji mogu nestati zahvatom elektrona. Ovo znači da je eksplicitni uticaj zahvata elektrona manji čime se smanjuje razlika između *bulk* i *flux* komponente brzine drifta i difuzionih koeficijenata u energijskoj oblasti u kojoj postoji NDC. Konačno za  $E/N = 77$  Td prostorni profil broja elektrona je skoro identičan kao onaj koji je dobijen u simulacijama u kojima je zahvat elektrona tretiran kao konzervativan neelastičan proces sa nultim gubitkom energije. Srednja energija linearno raste od začelja ka frontu roja. Ovo je režim u kome zahvat elektrona više nema dominantan uticaj na ponašanje roja elektrona.

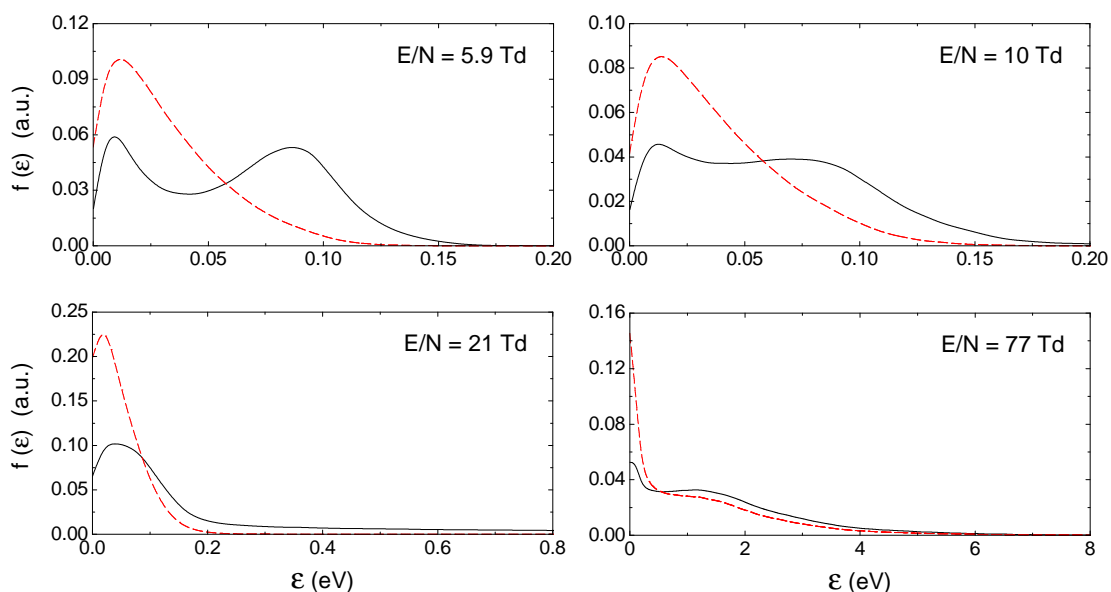
Prostorno razloženi brzinski koeficijenti za zahvat elektrona su prikazani na Slici 5.15 . Ova veličina je izračunata u istim uslovima kao prostorni profili roja i srednje energije, koji su prikazani na Slici 5.14. Prostorno razloženi brzinski koeficijenti zahvata elektrona imaju kompleksne profile koji reflektuju preklapanje srednje energije i odgovarajućeg preseka. Ova veličina je generalno veća na začelju roja gde su srednje energije elektrona manje i upravo ovi niskoenergijski elektroni imaju veću verovatnoću da budu zahvaćeni od onih na frontu roja sa većom energijom. Ovo



Slika 5.15: Prostorno razloženi brzinski koeficijent za zahvat elektrona za više vrednosti  $E/N$  u ALICE *timing* RPC sistemu.

rezultuje pomeranjem centa mase roja unapred i porastom *bulk* brzine drifta u odnosu na *flux* komponentu. Porastom  $E/N$  prostorno razloženi brzinski koeficijent za zahvat elektrona opada što ima za posledicu mnogo manji uticaj zahvata elektrona na ponašanje roja.

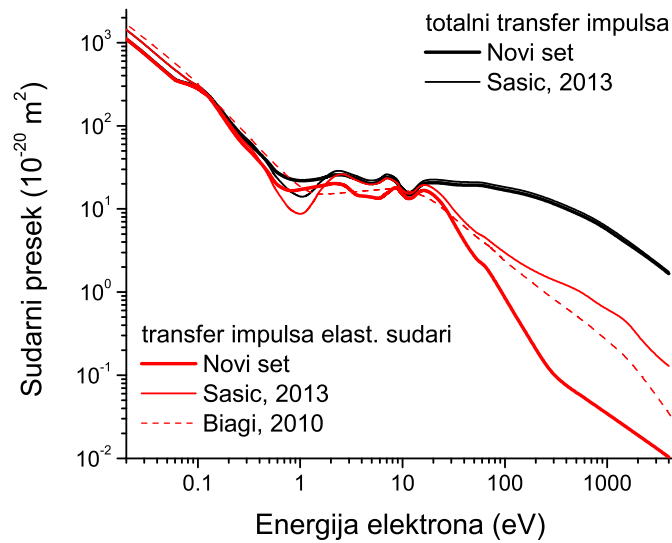
Kada je roj elektrona pod jakim uticajem nekonzervativnih sudara, u ovom slučaju zahvatom elektrona, veoma je korisno analizirati funkcije raspodele. Na Slici 5.16 su prikazane funkcije raspodele za iste četiri vrednosti  $E/N$  za koje su prethodno analizirane prostorno razložene karakteristike roja. Funkcije raspodele su izračunate kada je zahvat tretiran kao neelastični konzervativan proces i kada je tretiran kao regularan nekonzervativan proces. Odmah se može uočiti da zahvat elektrona izaziva ‘bušenje’ rupe u niskoenergijskom delu funkcije raspodele (engl. *hole burning*). Za opadajuće  $E/N$  energija elektrona generalno opada a presek za zahvat elektrona raste. Zbog toga uticaj zahvata na funkciju raspodele postaje sve intenzivniji. Efekat bušenja rupe u funkciji raspodele je analiziran za rojeve elektrona u  $O_2$  [102] i smešama  $O_2$  sa drugim gasovima [103] kao i u uslovima koji vode ka pojavi apsolutne negativne mobilnosti elektrona [30,67]. Sa druge strane, jasno se vidi da ovaj efekat ne postoji kada se zahvat tretira kao nekonzervativan neelastičan proces.



Slika 5.16: Funkcije raspodele za četiri različite vrednosti  $E/N$  u ALICE *timing* RPC sistemu. Punim linijama su prikazani rezultati kada je zahvat elektrona tretiran kao regularan nekonzervativan proces, a isprekidanim linijama prikazani su rezultati koji su dobijeni smatrajući da je zahvat elektrona konzervativan neelastičan proces. Funkcije raspodele su date za trenutak  $t = 1$  ns.

## 5.6 Unapređeni setovi preseka za rasejanje elektrona na $C_2H_2F_4$

Rezultati koje smo prikazali u prethodnom delu su bazirani isključivo na setu preseka za  $C_2H_2F_4$  koji je razvijen u našoj laboratoriji [85]. Iako je ovaj set konzistentan sa eksperimentalnim vrednostima Urquija i saradnika [83] za brzinu drifta i efektivni koeficijent jonizacije, kako u čistom gasu tako i u smešama sa argonom, ovaj set pati od većeg broja nedostataka. Suštinski, ovaj set preseka je nastao ekstrapolacijom preseka za rasejanje elektrona u  $C_2F_6$ . Reprerentacija neelastičnih procesa na malim energijama (vibraciona ekscitacija) je u značajnoj meri proizvoljna jer oblik, veličina i pragovi preseka nisu u saglasnosti sa bilo kakvim teorijskim proračunima ili eksperimentalnim merenjima. Na sličan način može se govoriti i o neelastičnim procesima na višim energijama. U međuvremenu, postali su nam dostupni podaci za vibracionu ekscitaciju, pre svega pragovi za pojedinačne ekscitacije [104], a QU-ANTEMOL kompjuterski kod koji nam je takođe postao dostupan, iskorišćen je za proračune preseka za disocijativni zahvat elektrona, elektronsku ekscitaciju i jonizaciju. Ovo je omogućilo da se formiraju setovi preseka koji su značajno unapređeni u



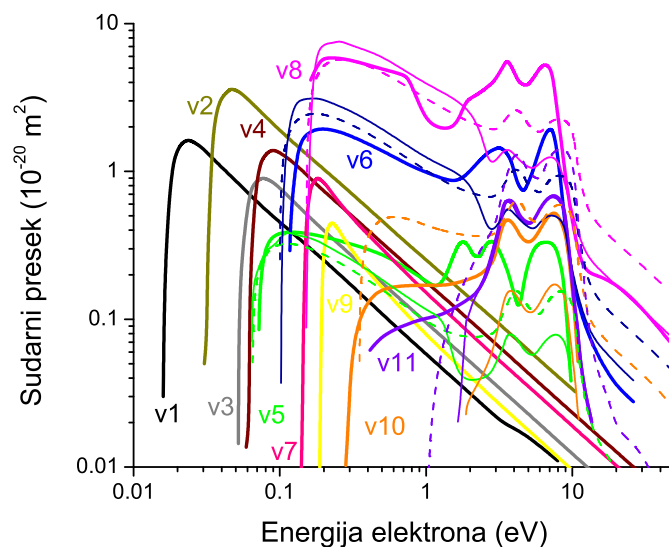
Slika 5.17: Preseci za totalni transfer impulsa i preseci za transfer impulsa u elastičnim sudarima za elektrone u  $C_2H_2F_4$ .

odnosu na prethodne setove preseka koji su opisani u prethodnom delu.

### 5.6.1 Novi setovi preseka za rasejanje elektrona u $C_2H_2F_4$

U razvoju novog seta preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  kao inicijalni set korišćeni su prethodno setovi i novi rezultati koje smo već pomenuli. Ovaj set se sastoji iz 16 preseka: totalnog preseka za transfer impulsa, 11 preseka za vibracionu ekscitaciju, 1 preseka za disocijativnu ekscitaciju i 1 efektivnog preseka za elektronsku ekscitaciju i preseka za disocijativni zahvat elektrona i jonizaciju. Pošto naši kodovi za rešavanje Boltzmannove jednačine i Monte Karlo simulacije koriste za reprezentaciju elastičnih sudara presek za transfer impulsa u elastičnim sudarima, ovaj presek je dobijen oduzimanjem svih neelastičnih procesa od totalnog preseka za transfer impulsa. Ova aproksimacija je validna u izotropnom modelu rasejanja i verifikovana je mnogo puta ranije u literaturi.

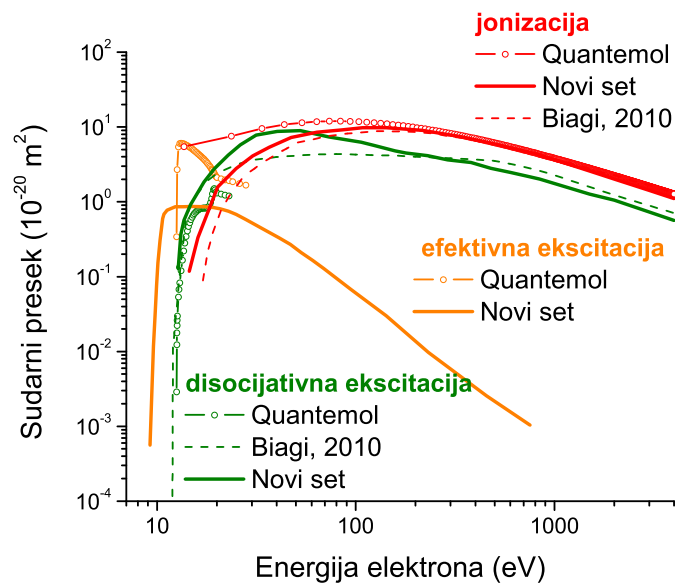
Na Slici 5.17 prikazano je poređenje preseka za totalni transfer impulsa i preseka za transfer impulsa u elastičnim sudarima u novom setu preseka sa onima iz prethodnih setova kao što je naznačeno na Slici. Najvažnija razlika u odnosu na prethodne preseke je odsustvo minimuma oko 1 eV. Razlog za nestajanje ovog minimuma treba pronaći u sledećim činjenicama. Brzina drifta je veoma osetljiva na promene preseka za neelastične sudare u binarnim smešama sa malom količinom molekularnog gasa. Preseci za vibracionu ekscitaciju su značajno promenjeni u pro-



Slika 5.18: Preseci za vibracionu ekscitaciju  $C_2H_2F_4$ . Preseci koji su inkorporirani u novi set su obeleženi punim debljim linijama, preseci koji su deo seta Šašić (2013) su obeleženi tanjim linijama a preseci koji se nalaze u setu Biagi (2010) su dati isprekidanim linijama.

cesu normalizacije preseka naručito oko 1 eV. Brzina drifta je fitovana promenom preseka za vibracionu ekscitaciju u smešama sa argonom. Kada je postignuto zadovoljavajuće slaganje onda je promenom totalnom preseka za transfer impulsa u čistom gasu brzina drifta dalje fitovana. U ovu iterativnu proceduru uključen je i efektivni koeficijent jonizacije. Na kraju procedure, suma neelastičnih procesa u smešama i totalni presek za transfer impulsa odredili su veličinu i energijsku zavisnost preseka za transfer impulsa u elastičnim sudarima.

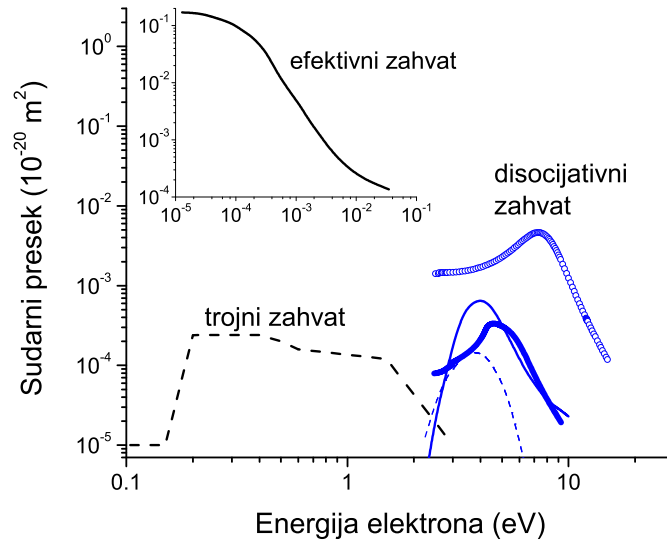
Na Slici 5.18 su prikazani preseci za vibracionu ekscitaciju u novom setu preseka i prethodnim setovima preseka. Yamada i saradnici [104] su predvideli i izračunali 18 pragova za preseke za vibracionu ekscitaciju a mi smo ovaj broj smanjili na 11. Pragove za preseke koji predstavljaju uticaj dva ili više preseka smo predstavili pragovima procesa koji su najmanji. U literaturi ne postoje teorijski proračuni niti eksperimentalna merenja preseka za vibracionu ekscitaciju ovog molekula tako da je njihova veličina i energijska zavisnost predviđena inverznom procedurom u okviru standardne tehnike rojeva elektrona. Veličina i energijska zavisnost vibracionih moda v1-v4, v7 i v9 su pretpostavljene a ostali preseci imaju veoma slične energijske zavisnosti kao oni iz prethodnih setova. Konačan oblik preseka za vibracionu ekscitaciju za koji se eksperimentalno mereni i teorijski transportni koeficijenti u čistom gasu i smešama sa argonom slažu, prikazan je na Slici 5.18.



Slika 5.19: Preseci za elektronsku ekscitaciju i jonizaciju za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Prikazani su preseci koji su dobijeni QUANTEMOLom i preseci koji su uključeni u set Biagi (2010).

Što se tiče neelastičnih procesa na višim energijama, korišćen je QUANTEMOL kod za proračun preseka za elektronsku ekscitaciju i jonizaciju. Ovi proračuni su pokazali da je prag za disocijativnu ekscitaciju 12.52 eV, što znači da je nešto viši u odnosu na onaj koji je dobio Biagi. Sa druge strane, za jonizacioni potencijal dobili smo 13.45 eV što je niže u odnosu na vrednost koju je dobio Biagi od 14.48 eV. Pored preseka za disocijativnu ekscitaciju, u set je uključen i efektivan presek za elektronsku ekscitaciju čiji prag smo dobili u proračunima sa QUANTEMOLOM i iznosi 12.52 eV. Ovi preseci su ekstrapolirani na više energije koristeći Bornovu aproksimaciju i prikazani su na Slici 5.19. Presek za efektivnu elektronsku ekscitaciju je najdrastičnije promenjen. Ovaj presek veoma brzo raste ali njegov maksimum je tri puta smanjen. Sa druge strane, presek za disocijativnu elektronsku ekscitaciju raste sporije ali njegov maksimum je povećan sedam puta u odnosu na izračunati i dva puta je veći u odnosu na onaj koji predlaže Biagi u svom setu Biagi (2010). Presek za jonizaciju sporije raste u blizini praga i njegov maksimum je smanjen tri puta u odnosu na onaj dobijen u QUANTEMOL proračunima. Ove modifikacije su bile neophodne imajući u vidu veliku osetljivost koeficijenta jonizacije na preseke za elektronsku ekscitaciju. Istovremeno, preseci za elektronsku ekscitaciju se veoma teško mere i po pravilu sa velikim eksperimentalnim greškama. U tom smislu, mnogo je bolja strategija modifikovati preseke za elektronsku ekscitaciju u fitovanju koeficijenta





Slika 5.20: Preseci za zahvat elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Prikazani su preseci koji su dobijeni QUANTEMOL-om i preseci koji su uključeni u set Biagi (2010), kao i preseci koji su uključeni u novi set preseka.

jonizacije nego direktna modifikacija preseka za jonizaciju, koji se eksperimentalno mogu odrediti sa mnogo manje nesigurnosti nego preseci za elektronsku ekscitaciju.

Preseci za zahvat elektrona su prikazani na Slici 5.20. Proračuni QUANTEMOL-om su pokazali da je prag za disocijativni zahvat elektrona 2.45 eV i da je nešto viši u odnosu na prag koji je korišćen u prethodnim setovima. Međutim, energijska zavisnost preseka je potpuno drugačija. Presek za disocijativni zahvat elektrona koji se nalazi u finalnoj verziji seta preseka, dostiže maksimum na približno 4.5 eV dok QUANTEMOL daje znatno veće vrednosti, za skoro ceo red veličine. Istovremeno, maksimum ovog preseka je dva puta veći u poređenju sa Biagi (2010) setom i dva puta manji u odnosu na set Šašić (2013). Međutim, mnogo važniji zaključak do koga smo došli analizom efektivnog koeficijenta jonizacije na malim energijama (zapravo analizom koeficijenta zahvata elektrona) je sledeći: za fitovanje efektivnog koeficijenta jonizacije na malim energijama neophodno je uključiti u set preseka još jedan presek za zahvat elektrona na malim energijama, koji se ne može dobiti QUANTEMOL-om. Imajući u vidu prirodu  $C_2H_2F_4$  molekula, sasvim je opravdana strategija Biagija koji je uveo trojni zahvat elektrona na malim energijama. Uključivanje ovog procesa zahteva eksperimentalno određene transportne koeficijente na različitim pritiscima, jer ovaj proces zavisi od pritiska i indukuje nehidrodinamičko ponašanje transportnih koeficijenata. Nažalost, ovakva merenja nam nisu bila do-

Tabela 5.1: Preseci za zahvat elektrona i pragovi koji su dati u eV za različite setove preseka.

Set preseka	Disocijativni zahvat	Trojni zahvat	Efektivni zahvat
Šašić (2016A)	Da (2.45 eV)	Ne	Da ( $1.2 \cdot 10^{-5}$ eV)
Šašić (2016B)	Da (2.45 eV)	Da ( $1.0 \cdot 10^{-3}$ eV)	Ne
Šašić (2013)	Da (1.98 eV)	Ne	Ne
Biagi (2010)	Da (2.00 eV)	Da ( $1.0 \cdot 10^{-3}$ eV)	Ne
Biagi (2005)	Da (2.00 eV)	Ne	Ne

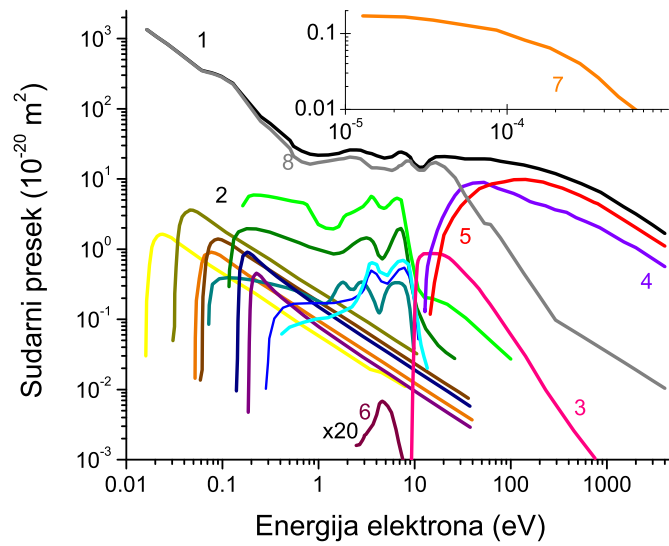
stupna pa smo odlučili da umesto trojnog zahvata uvedemo jedan efektivni presek za zahvat elektrona na malim energijama koji će opisivati kako efekte trojnog tako i disocijativnog zahvata elektrona na malim energijama i dobro reprodukovati efektivni koeficijent jonizacije. Ovaj presek je prikazan na Slici 5.20. Možemo uočiti da ovaj presek ima pik koji je skoro 2 reda veličine veći od maksimuma preseka za disocijativni zahvat i da veoma oštro opada i postaje zanemarljivo mali za energije elektrona veće od 0.1 eV. Preseci za zahvat elektrona sa odgovarajućim pragovima koji su dati u eV u različitim setovima preseka su sumirani u Tabeli 5.1.

Na Slici 5.21 prikazan je novi set preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  [105]. Efektivni presek za zahvat elektrona je prikazan u gornjem desnom uglu Slike radi preglednosti. Ovaj set će u budućoj diskusiji biti obeležen kao Šašić (2016A).

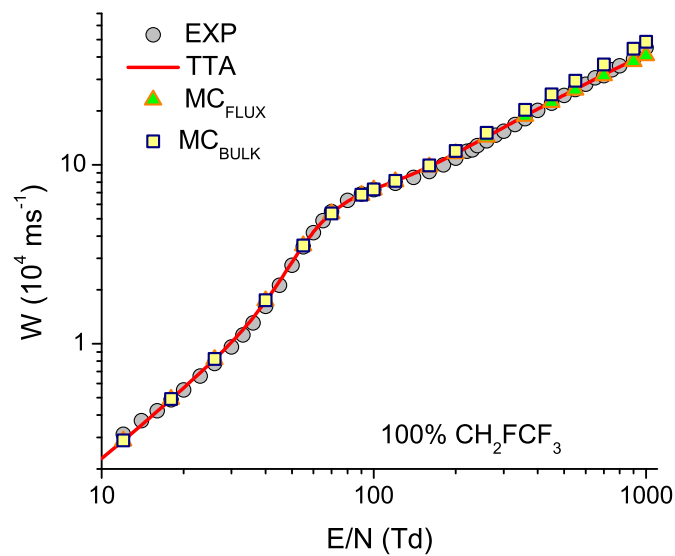
### 5.6.2 Transportni koeficijenti u čistom $C_2H_2F_4$ i smešama sa argonom

U ovom delu prikazaćemo transportne koeficijente za elektrone u čistom  $C_2H_2F_4$  i smešama sa argonom. Transportni koeficijenti će biti upoređeni ukoliko je to moguće sa eksperimentalnim vrednostima Urquija i saradnika [83], koji su dobijeni u PT uslovima. U razmatranju gasnih smeša, koristili smo Hayashijev set preseka za rasejanje elektrona u argonu [106].

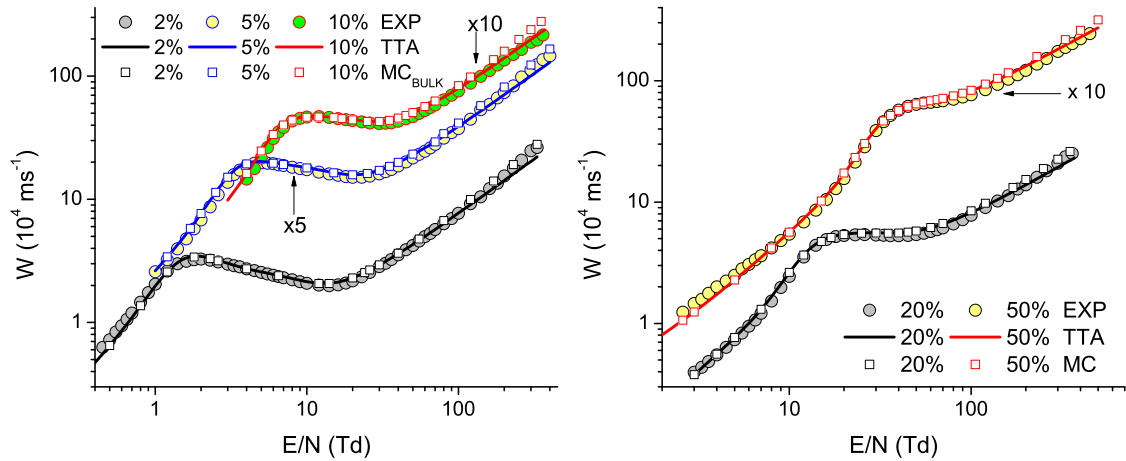
Na Slici 5.22 prikazana je brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u čistom  $C_2H_2F_4$ . Slaganje između eksperimentalnih vrednosti i vrednosti koje su dobijene u proračunima je odlično. Veoma mala odstupanja između rezultata dobijenih BOLSIG+, kodom koji je baziran na aproksimaciji dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine [24] i eksperimentalnih rezultata Urquija i saradnika [83] se može uočiti samo na rubnim delovima opsega redukovanih električnih polja. U limitu malih po-



Slika 5.21: Novi set preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  [105], Šašić (2016A). Ovaj set uključuje sledeće preseke i procese: (1) - totalni presek za transfer impulsa, (2) - preseki za vibracionu ekscitaciju, (3) - presek za disocijativnu ekscitaciju, (4) - presek za efektivnu ekscitaciju, (5) - jonizacija, (6) - disocijativni zahvat elektrona i (7) - efektivni presek za zahvat elektrona.



Slika 5.22: Brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u čistom  $C_2H_2F_4$ .

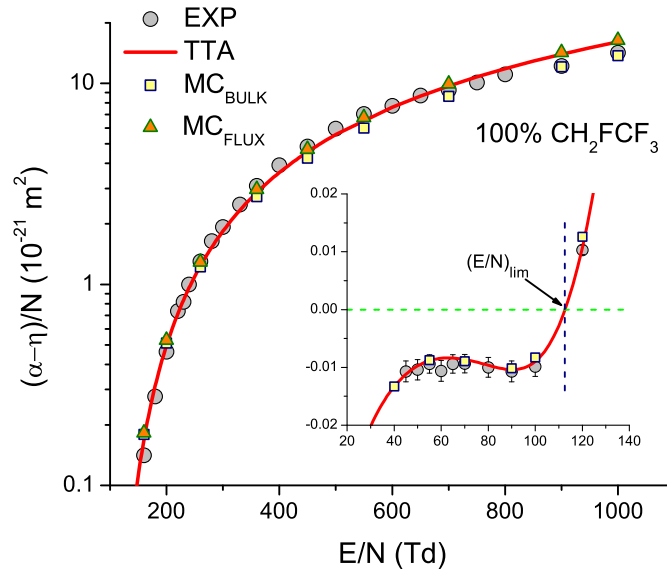


Slika 5.23: Brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u smešama  $C_2H_2F_4$  i Ar. Izračunate i izmerene vrednosti za 5% smešu su pomnožene faktorom 5, a 10% i 50% smeše su pomnožene faktorom 10, da bi se izbeglo preklapanje krivih i povećala preglednost Slika.

lja presek za transfer impulsa u elastičnim sudarima opada, a preseci za vibracionu ekscitaciju rapidno rastu, što ima za posledicu porast anizotropije funkcije raspodele u brzinskom prostoru, a samim tim aproksimacija dva člana postaje sve manje adekvatna. U limitu viših polja, presek za disocijativnu ekscitaciju rapidno raste, postaje uporediv, a onda i prevazilazi presek za transfer impulsa u elastičnim sudarima. Međutim, ova odstupanja su ipak u okviru eksperimentalne greške od 3-5%. Za  $E/N < 120$  Td razlike između *bulk* i *flux* vrednosti brzine drifta su zanemarljive. Na većim poljima *bulk* postaje već of *flux* komponente i u limitu najjačih polja koja su razmatrana ova razlika iznosi oko 20%.

Na Slici 5.23 je prikazana brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u smešama  $C_2H_2F_4$  i Ar. Odmah se može uočiti NDC efekat za smeše u kojima je koncentracija  $C_2H_2F_4$  manja od 50%. Kombinacija rapidno rastućeg preseka za elastične sudare nakon Ramsauer-Townsendovog minimuma u argonu i prisustvo vibracionih ekscitacija u istoj energijskoj oblasti pogoduje nastanku NDC-a. Efekat je najizraženiji za male koncentracije  $C_2H_2F_4$  u Ar i postaje sve manje intenzivan sa porastom koncentracije freona. Činjenica da naš set preseka predviđa postojanje NDC-a u smešama sa argonom i odsustvo ovog fenomena za čist gas je jedan od najznačajnijih dokaza ispravnosti seta preseka.

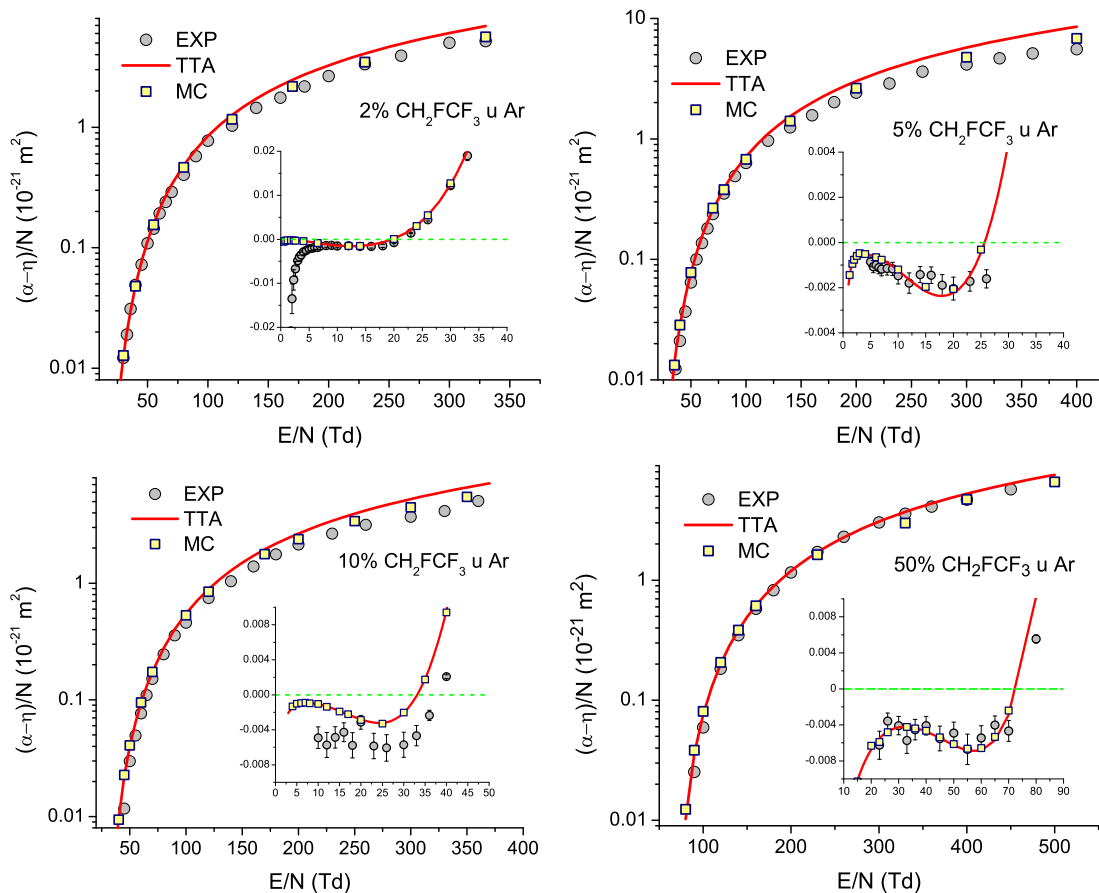
Na Slici 5.24 je prikazan efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u čistom  $C_2H_2F_4$ . Slaganje sa eksperimentalnim vrednostima Urquija i saradnika je izuzetno dobro. Odstupanja rezultata koji su dobijeni BOLSIG+ kodom



Slika 5.24: Efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u čistom  $C_2H_2F_4$ .

i u našim Monte Karlo simulacijama gde je *flux* brzina korišćena za određivanje koeficijenta jonizacije, od eksperimentalnih vrednosti su najveća u limitu malih i velikih polja. Za  $E/N = 60$  Td odstupanja su oko 20%, a za  $E/N = 900$  Td odstupanja su oko 15%. U najvećem broju slučajeva ova odstupanja su oko 10%, što jasno svedoči da su energijski gubici u neelastičnim sudarima dobro opisani našim setom preseka. Sa druge strane, dobro slaganje naših i eksperimentalnih rezultata za efektivni koeficijent jonizacije pokazuje da naš set preseka predviđa dobar balans broja čestica prilikom transporta elektrona. Umanjena Slika koja se nalazi u okviru Slike 5.24 pokazuje da je kritično električno polje 112.5 Td, što se dobro slaže sa eksperimentalnom vrednošću Basilea i saradnika [84].

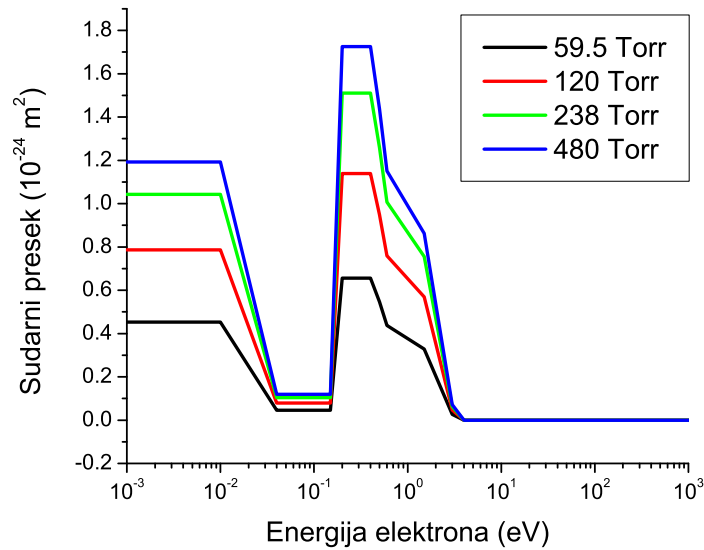
Na Slici 5.25 je prikazan efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u smešama  $C_2H_2F_4$  i Ar. Sa Slike se može uočiti da je postignuto različito slaganje sa eksperimentalnim vrednostima i da ono zavisi kako od gasne smeše tako i od oblasti  $E/N$  koje se razmatra. Trendovi slaganja i neslaganja između naših teorijski izračunatih i eksperimentalno određenih efektivnih koeficijenata jonizacije jasno pokazuju da je slaganje uvek bolje kada jonizacija dominira u odnosu na zahvat elektrona. U smeši 2%  $C_2H_2F_4$  - 98 %Ar slaganje sa eksperimentalnim vrednostima je jako dobro za  $E/N > 6$  Td. Razlike između ova dva seta podataka ne prelaze 10% osim u oblasti gde koeficijent zahvata postaje jednak koeficijentu jonizacije, gde su razlike nešto veće. Za  $E/N < 6$  Td slaganje je značajno lošije. Slične tren-



Slika 5.25: Efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  za elektrone u smešama  $C_2H_2F_4$  i Ar.

dove ponašanja efektivnog koeficijenta jonizacije možemo uočiti za gasnu smešu 50%  $C_2H_2F_4$  - 50 %Ar. Međutim, za smešu 10 % $C_2H_2F_4$  - 90 %Ar u niskoenergijskom delu slaganje ne samo što je loše nego teorijski izračunati i eksperimentalno određeni efektivni koeficijenti jonizacije pokazuju potpuno drugačije trendove ponašanja. Preklapanje postoji samo za jedno  $E/N$  od 20 Td. Ovakvo sistematsko neslaganje samo za jednu smešu navodi nas na sumnju u pogledu pouzdanosti izmerenih efektivnih koeficijenata jonizacije.

U svakom slučaju, na osnovu rezultata za ostale smeše može se zaključiti da set preseka koji smo razvili predviđa dobar balans energije i broja čestica u sistemu koji smo razmatrali. Dalja poboljšanja seta preseka su moguća i poželjna, naročito u oblastima oko pragova za neelastične procese. Preseci za rotacione ekscitacije nisu uzeti u obzir kao ni superelastični procesi. Međutim, naknadna poboljšanja su moguća samo u slučaju ako nam postanu dostupni eksperimentalni rezultati za karakterističnu energiju i eksperimentalne vrednosti za preseke za vibracionu ekscitaciju. Bilo



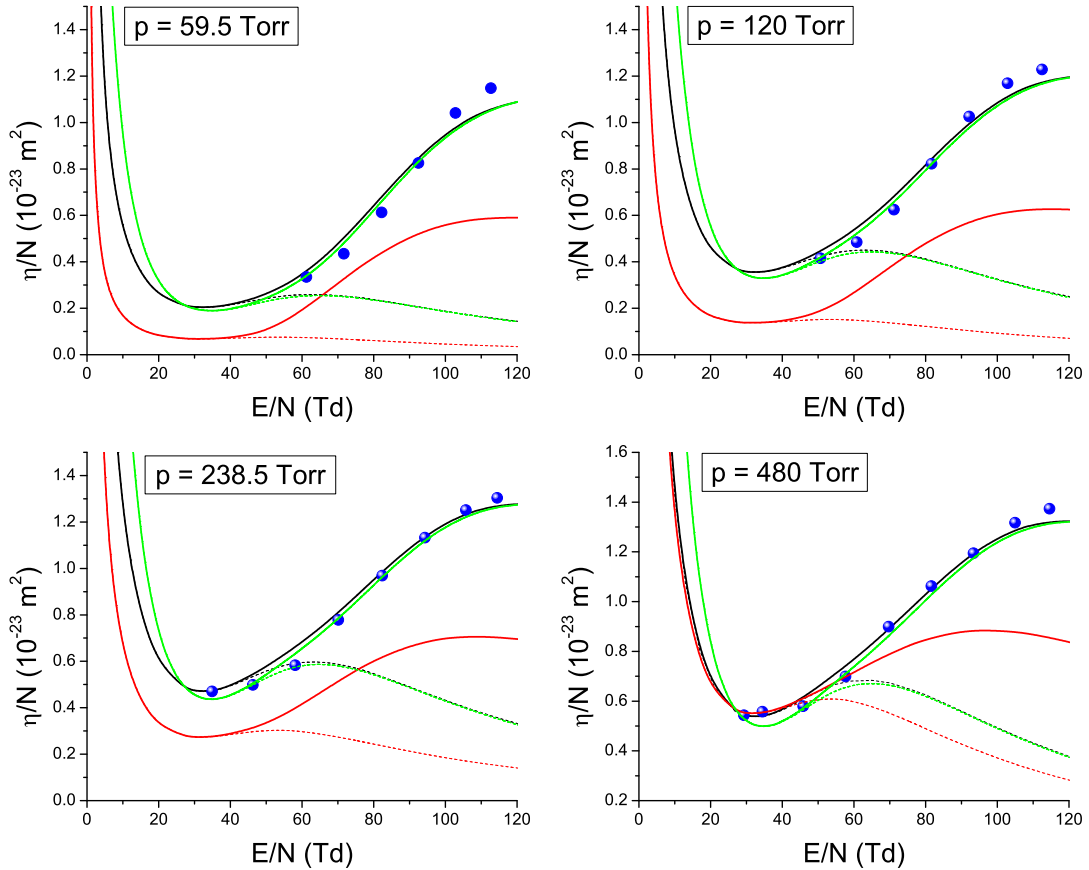
Slika 5.26: Preseci za trojni zahvat elektrona na različitim pritiscima za elektrone u  $C_2H_2F_4$ .

bi jako korisno imati i eksperimentalne vrednosti transportnih koeficijenata u nekim drugim binarnim smešama, npr. u smešama  $C_2H_2F_4$  i  $N_2$ .

### 5.6.3 Analiza eksperimentalnih merenja sa promenljivim pritiskom

Jedan od najozbiljnijih nedostataka eksperimentalnih merenja Urquija i saradnika [83] ogleda se u tome da su merenja izvršena u veoma uskoj oblasti pritiska, između 0.4 i 30 Torr. Ovako uska oblast pritiska ne omogućava proveru nehidrodinamičkih efekata u ponašanju transportnih koeficijenata koji bi bili indukovani difuzionim hlađenjem ili sudarnim procesima koji zavise od pritiska. U ovom delu analiziraćemo podatke Basilea i saradnika [84] koji su izmerili transportne koeficijente u mnogo široj oblasti pritiska na osnovu kojih se može uočiti njihova zavisnost od pritiska. Ovo je posebno važno za modelovanje RPC detektora koji rade na atmosferskom pritisku gde se procesi gubitka elektrona usled trojnog zahvata elektrona moraju pažljivo modelovati.

Kao i merenja Urquija i saradnika, ni merenja Basilea i saradnika nisu savršena. Prvi nedostatak njihovog merenja je veoma uska oblast redukovanih električnih polja, 20 - 150 Td. Drugi nedostatak je činjenica da su merenja urađena isključivo za čist  $C_2H_2F_4$ , a smeše nisu razmatrane. Ovo znači da se ovi podaci mogu koristiti isključivo za čist gas i za analizu niskoenergijskih sudarnih procesa. Dakle, prvi korak

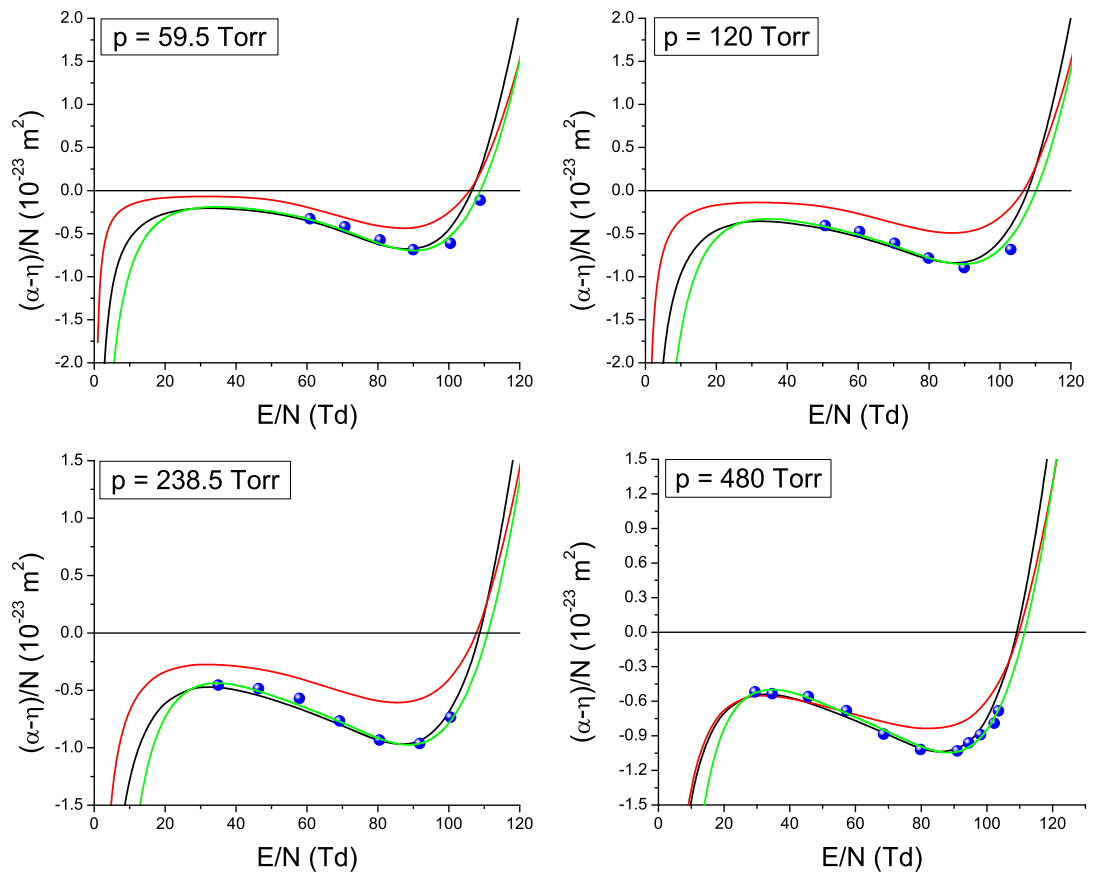


Slika 5.27: Totalni i trojni koeficijenti zahvata u funkciji  $E/N$  na različitim pritiscima za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Crne linije: Monte Karlo rezultati, Crvene linije: MAGBOLTZ rezultati, Zelene linije: BOLSIG+ rezultati, Pune linije: Koeficijent za ukupni zahvat, Isprekidane linije: Koeficijent za trojni zahvat, Plavi okrugli simboli: Eksperimentalni podaci Basile i saradnika.

u našoj analizi je isključivanje efektivnog preseka za zahvat elektrona i uključivanje preseka za trojni zahvat koji je uključio Biagi u svoj set Biagi (2010). Drugi korak je uključivanja preseka za disocijativni zahvat elektrona koji smo dobili u proračunima sa QUANTEMOL-om. Skalirani preseki za trojni zahvat na raznim pritiscima su prikazani na Slici 5.26.

Na Slikama 5.27 i 5.28 su prikazani koeficijent zahvata i efektivni koeficijent jonizacije, respektivno, za pritiske 59.5, 120, 238.5 i 480 Torr. Odmah se može uočiti dobro slaganje naših rezultata za totalni koeficijent zahvata i efektivni koeficijent jonizacije sa eksperimentalnim rezultatima Basile i saradnika na fiksiranom pritisku. Ova slaganja su unutar 20%. Rezultati dobijeni BOLSIG+ kodom i u Monte Karlo simulacijama se veoma malo razlikuju na većim poljima ali se razlike između ova dva





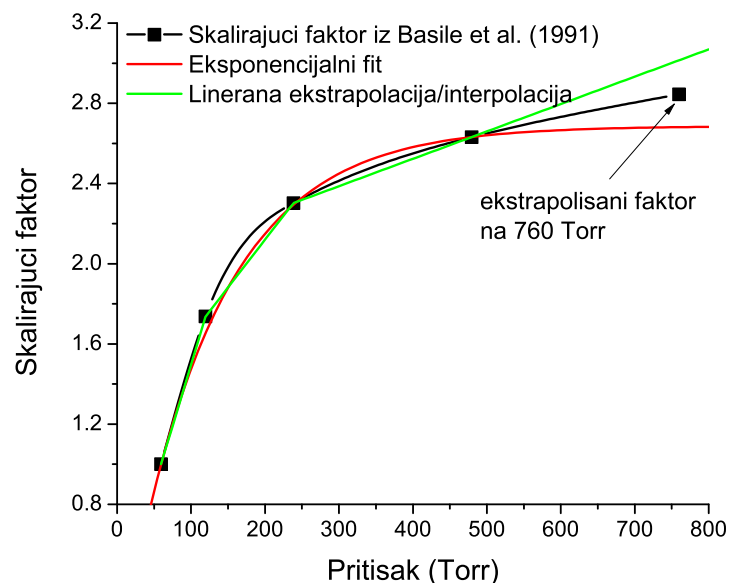
Slika 5.28: Efektivni koeficijent jonizacije u funkciji  $E/N$  na različitim pritiscima za elektrone u  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ . Crna linija: Monte Karlo, Crvena linija: MAGBOLTZ, Zelena: BOLSIG+, Plavi okrugli simboli: Eksperimentalni podaci Basile i saradnika.

seta podataka mogu uočiti u limitu najmanjih polja. Razlog za ovakvo ponašanje su najverovatnije implicitni efekti zahvata elektrona kojima se menja funkcija raspodele kao i ograničenja aproksimacije dva člana za rešavanje Boltzmannove jednačine u energijskoj zoni u kojoj se ovi procesi razmatraju. Međutim, mnogo je zanimljivije analizirati podatke koje smo dobili MAGBOLTZ kodom poslednje verzije 10.6 koji je baziran na Monte Karlo metodi. Možemo primetiti sistematsko neslaganje sa jedne strane naših i eksperimentalnih vrednosti za ukupni koeficijent zahvata na fiksiranom pritisku, a sa druge strane rezultata koji se dobiju MAGBOLTZ-om. Ovo jasno pokazuje da preseki koje je predložio Biagi u setu Biagi (2010) ne opisuju dobro skaliranje koeficijenta zahvata i efektivnog koeficijenta jonizacije sa pritiskom. Podaci koji se dobiju sa MAGBOLTZ-om i setom preseka Biagi (2010) ne predviđaju dobro ni koeficijent trojnog zahvata.

Ipak, svi problemi sa presecima na niskim energijama za  $C_2H_2F_4$  nisu rešeni. Na Slici 5.29 su prikazani skalirajući faktori preseka za trojni zahvat u funkciji pritiska. Ova zavisnost mora biti linearna ukoliko su procesi trojnog zahvata jedini relevantni procesi koji zavise od pritiska. Odmah možemo uočiti da ova zavisnost jako odstupa od linearne. Ovo znači da važnu ulogu ima još jedan ili više procesa na malim energijama prilikom merenja transportnih koeficijenata koji zavise od pritiska. Kompjuterski kod QUANTEMOL, pored disocijativnog preseka za zahvat elektrona, nije ponudio nikakav drugi proces. Međutim, na osnovu izgleda strujnog signala u PT eksperimentu Basile i saradnika, najverovatnije se radi o detačmentu niskoenergijskih elektrona, a to je proces koji zavisi od pritiska. Ne treba isključiti i druge nehidrodinamičke efekte poput difuzionog hlađenja ili jednostavno greške u merenju.

Kao što je već rečeno, za modelovanje RPC detektora naročito za Monte Karlo modelovanje vremenske rezolucije i efikasnosti veoma je važno imati pouzdane preseke za zahvat elektrona i jonizaciju. Ovi detektori rade na atmosferskom pritisku i u tom smislu za nas je bilo važno da procenimo skalirajući faktor za trojni zahvat na ovom pritisku. Ova procedura je ilustrovana na Slici 5.29. Skalirajući faktor je izabran tačno na sredini između linearnog i eksponencijalnog fita.

Razmatranjem podataka Basile i saradnika u uskoj oblasti  $E/N$  za čist gas i pritiske u oblasti 59.5 i 480 Torr formirali smo još jedan set preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ . Ovaj set preseka je identičan kao set Šašić (2016A). Jedina razlika ovog novog seta u odnosu na set Šašić (2016A) je tretman zahvata elektrona na niskim energijama. Ovaj najnoviji set će u daljoj diskusiji biti obeležen kao Šašić (2016B). Potrebno je naglasiti još jednom da su oba seta konzistentna sa



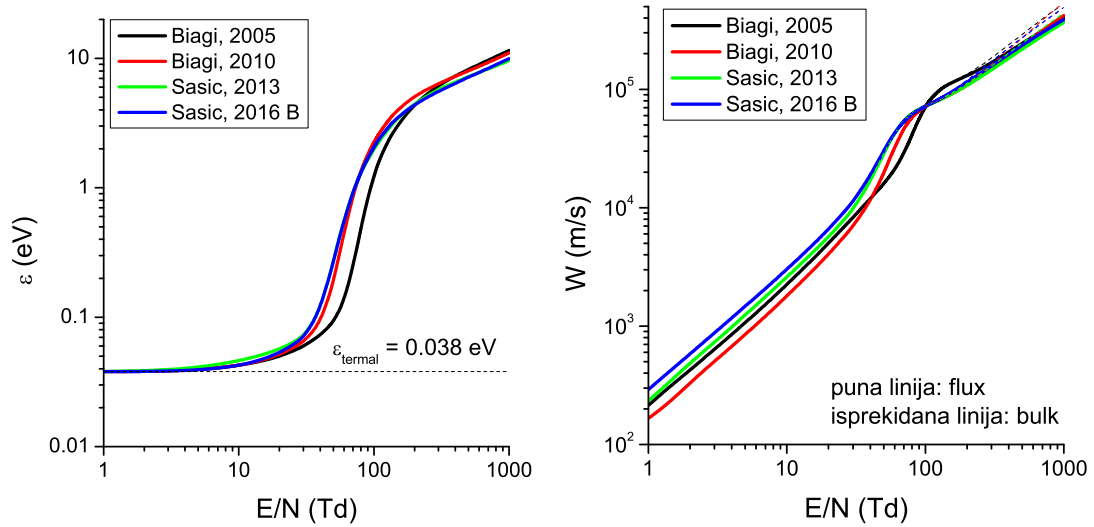
Slika 5.29: Skalirajući faktor preseka za trojni zahvat koji je predložio Biagi u svom setu Biagi (2010). Ovi preseki za trojni zahvat daju dobro slaganje sa eksperimentalnim rezultatima Basile i saradnika za elektrone u  $C_2H_2F_4$ .

eksperimentalnim podacima za transportne koeficijente Urquija i saradnika.

## 5.7 Transportni koeficijenti za elektrone u $C_2H_2F_4$

U ovom potpoglavlju biće prikazani transportni koeficijenti za elektrone u  $C_2H_2F_4$  za razne preseke koje smo do sada prikazali. Svi proračuni su urađeni za temperaturu gasa od 293 K a razmatran je opseg  $E/N$  između 1 i 1000 Td. U prethodnim poglavljima su prikazana poređenja naših rezultata za brzinu drifta i efektivni koeficijent jonizacije sa eksperimentalnim rezultatima Urquija i saradnika za pojedinačne setove preseka i zbog toga u ovom delu ih nećemo ponovo prikazivati. U ovom delu bićemo fokusirani na analizu trendova ponašanja transportnih koeficijenata u  $C_2H_2F_4$  za razne setove preseka koje smo u prethodnim poglavljima analizirali.

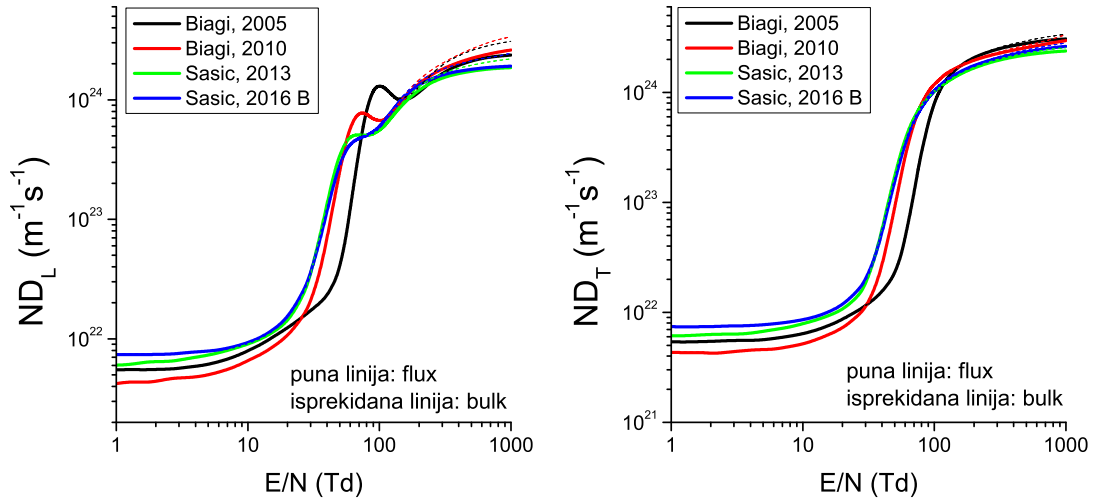
Na Slici 5.30 prikazana je srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Ove transportne osobine elektrona su dobijene za razne setove preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  kao što je naznačeno na Slici. Srednje energije dobijene presecima Šašić (2013) i Šašić (2016B) su skoro identične, a srednja energija dobijena setom preseka Biagi (2010) ne odstupa značajno od ova dva seta podataka. Značajnija odstupanja od rezultata dobijenih pretpostavljajući setove preseka koji su razvijeni u našoj laboratoriji pokazuju rezultati koji su dobijeni



Slika 5.30: Srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Sudarni procesi elektrona su opisani sa više setova preseka kao što je naznačeno na Slici.

setom preseka Biagi (2005). Odstupanja su najveća u oblasti između 30 i 200 Td, a na rubnim delovima opsega slaganje je mnogo bolje. U limitu najmanjih  $E/N$  koji su razmatrani, srednja energija je termalizovana i to predviđaju svi setovi preseka. Porastom  $E/N$  srednja energija sporo raste, jer elektroni gube velike količine energije u neelastičnim sudarima koji vode ka vibracionoj ekscitaciji molekula. Nakon toga se može uočiti oštar skok srednje energije, jer je uticaj vibracione ekscitacije značajno smanjen opadanjem preseka koje reprezentuju ove procese. Daljim porastom  $E/N$  srednja energija ponovo sporije raste, jer sada elektroni gube energiju u neelastičnim procesima na višim energijama uključujući elektronsku ekscitaciju i jonizaciju. U limitu najviših polja, srednje energije dobijene našim presecima i one dobijene Biagijevim presecima razlikuju se više od 1 eV.

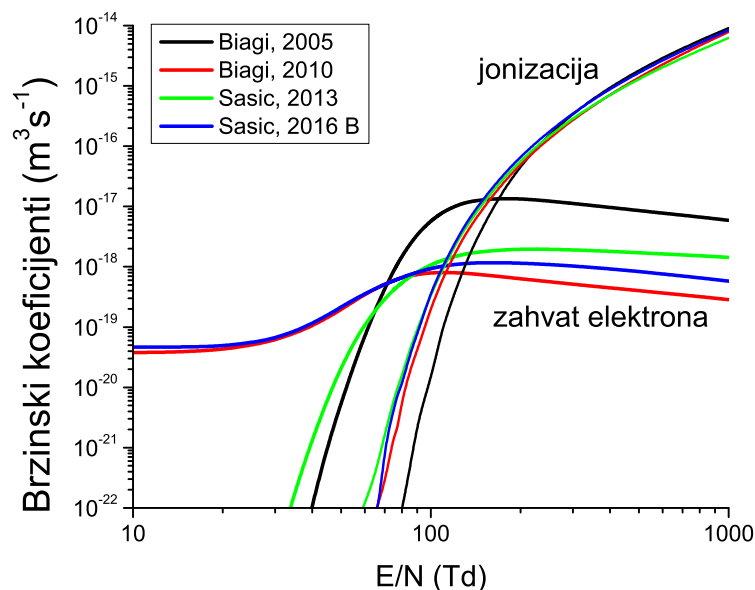
Brzina drifta koja je prikazana u funkciji  $E/N$  na desnom panelu Slike 5.30 pokazuje veću osetljivost na preseke koji su korišćeni u našim proračunima u odnosu na srednju energiju, pogotovo u limitu najmanjih  $E/N$  koji su razmatrani u ovom radu. Upravo u ovoj zoni nismo imali eksperimentalne podatke koje smo mogli da koristimo u standardnoj tehnici rojeva za normalizaciju preseka. Preseci za totalni transfer impulsa za sve setove preseka se razlikuju u ovoj energijskoj zoni i upravo zbog toga brzina drifta je različita. Od 1 do približno 50 Td najveće vrednosti brzine drifta daje set preseka Šašić (2016B), zatim Šašić (2013), a potom Biagi (2005) i Biagi (2010). U zoni između 50 i 200 Td dolazi do bržeg porasta brzine drifta zbog opadanja



Slika 5.31: Longitudinalni i transverzalni difuzioni koeficijenti u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Sudarni procesi elektrona su opisani sa više setova preseka kao što je naznačeno na Slici.

preseka za transfer impulsa u elastičnim sudarima i preseka za vibracionu ekscitaciju. Za  $E/N > 200$  Td brzina drifta postaje mnogo manje osetljiva na preseke i krive koje je reprezentuju se preklapaju. Nijedan od setova preseka ne predviđa NDC efekat za *bulk* ili *flux* komponentu brzine drifta. U limitu najviših polja *bulk* brzina drifta je veća od *flux* komponenti za sve setove preseka kao posledica eksplicitnih efekata jonizacije. U limitu malih polja, razlike između *bulk* i *flux* brzina drifta su zanemarljive što jasno pokazuje da su eksplicitni efekti zahvata elektrona na drift zanemarljivi.

Longitudinalni i transverzalni difuzioni koeficijenti u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $C_2H_2F_4$  su prikazani na Slici 5.31. Oba difuzionna koeficijenta pokazuju značajnu osetljivost na energijsku zavisnost preseka. Profili oba difuzionna koeficijenta koji su dobijeni korišćenjem setova preseka koji su razvijeni u našoj laboratoriji se dobro međusobno slažu. Lokalni maksimumi koji se pojavljuju na približno 60 Td su nešto plići u odnosu na one koji su pomereni na viša polja za setove preseka Biagi (2010) i Biagi (2005). Eksplicitni efekti jonizacije u limitu najviših polja se jasno mogu primetiti, jer su u ovoj zoni *bulk* vrednosti veće od *flux* vrednosti. Profili difuzionih koeficijenata prilično podsećaju na profile srednje energije sa tri jasno razdvojene oblasti ponašanja. U prvoj oblasti difuzioni koeficijenti rastu relativno sporo iz oblasti najnižih polja na kojima su skoro dostigli svoje termalne vrednosti. Nakon toga se može videti njihov oštar porast, nakon koga u uskoj zoni polja opadaju, a onda ponovo počinju da rastu sa porastom  $E/N$ . Ova uska zona opadanja ne postoji za



Slika 5.32: Brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju u funkciji  $E/N$  za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Sudarni procesi elektrona su opisani sa više setova preseka kao što je naznačeno na Slici.

transverzalni difuzioni koeficijent. Što se tiče anizotropije difuzije ona nije velika kao u slučaju retkih gasova gde razlike između longitudinalnog i transverzalnog difuzionog koeficijenta se mogu razlikovati i za red veličine. U oblasti od 1 do 100 Td približno, longitudinalni difuzioni koeficijent je veći od transverzalnog a najveće razlike dostižu vrednost od 50%. Za  $E/N > 100$  Td transverzalni difuzioni koeficijent je veći, a najveće razlike dostižu 200%.

Na Slici 5.32 su prikazani brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju za elektrone u  $C_2H_2F_4$ . Razlike između pojedinačnih brzinskih koeficijenata koji su dobijeni na osnovu različitih setova preseka su očigledne. Odmah možemo uočiti razlike koje postoje između sa jedne strane podataka za zahvat elektrona koji su dobijeni na osnovu setova Biagi (2010) i Šašić (2016B) i setova Biagi (2005) i Šašić (2013) sa druge strane. Prva dva seta preseka imaju presek za trojni zahvat koji zavisi od pritiska i kao što vidimo brzinski koeficijenti za ovaj proces se ne razlikuju puno u limitu malih  $E/N$ . Tek za  $E/N > 100$  Td krive koje reprezentuju ove procese se razilaze ali na ovako velikim vrednostima  $E/N$  prisutni su i procesi za disocijativni zahvat elektrona. Ovde treba napomenuti da je pretpostavljeni pritisak gasa u svim proračunima 1 atm, jer upravo na ovom pritisku su RPC detektori operativni. Iz profila koeficijenata za zahvat elektrona vidi se da za  $E/N < 70$  Td dominiraju podaci koji su dobijeni pretpostavljajući preseke za trojni zahvat

Tabela 5.2: Kritična električna polja za freon  $C_2H_2F_4$  za različite setove preseka.

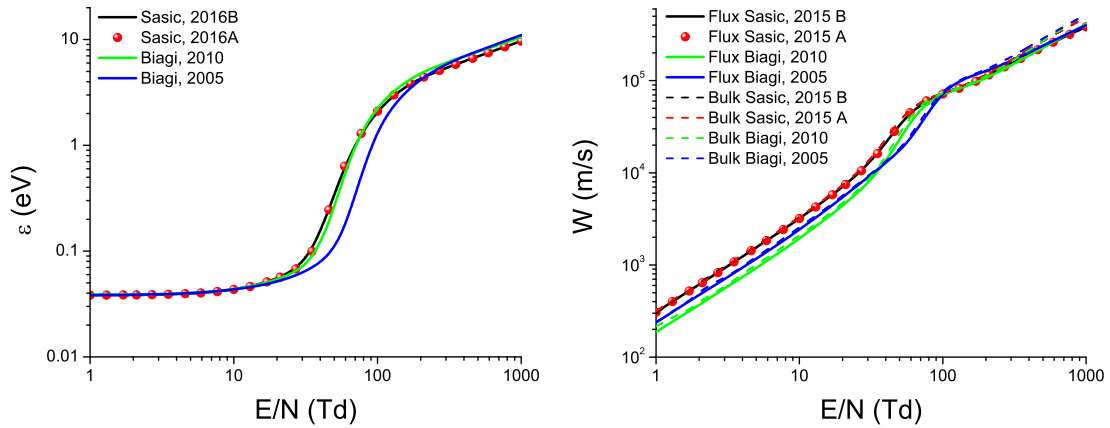
Set preseka	Kritično električno polje (Td)
Šašić (2016A)	112.5
Šašić (2016B)	110
Šašić (2013)	114.5
Biagi (2010)	112.5
Biagi (2005)	168

elektrona. Za  $E/N > 70$  situacija je obrnuta i dominiraju brzinski koeficijenti koji su dobijeni na osnovu preseka Biagi (2005) i Šašić (2013). Za sve setove preseka brzinski koeficijenti zahvata imaju karakteristične profile: oni inicijalno rastu sa porastom  $E/N$ , dostižu maksimum pa onda počinju da opadaju sa daljim porastom  $E/N$ .

Brzinski koeficijenti za jonizaciju su monotono rastuće funkcije  $E/N$  za sve setove preseka. Najveće razlike između pojedinačnih krivih koje prikazuju rezultate za pojedinačne setove preseka se mogu uočiti za redukovana električna polja koja se nalaze ispod kritičnih polja. Sa Slike 5.32 se može videti da različiti setovi preseka predviđaju različita kritična polja. Ova kritična polja su data u Tabeli 5.2. Kritično polje koje se dobija na osnovu seta Biagi (2005) se značajno razlikuje od kritičnih polja koje daju ostali setovi preseka i koja se dobro slažu sa eksperimentalnom vrednošću od 112 Td. Krive koje prikazuju brzinske koeficijente jonizacije imaju standardan oblik i ne razlikuju se od krivih za koeficijente jonizacije u drugim gasovima.

## 5.8 Transportni koeficijenti u RPC gasnim smešama sa novim setovima preseka za $C_2H_2F_4$

U poslednjem potpoglavlju su prikazani primeri transportnih koeficijenata u gasnim smešama koje se koriste u različitim RPC sistemima. Ovde se neće detaljno analizirati trendovi ponašanja transportnih koeficijenata sa promenom  $E/N$  jer je to već uradjeno u potpoglavlju 5.5. Jedina razlika u odnosu na potpoglavlje 5.5 je činjenica da smo umesto preseka Šašić (2013), koristili preseke Biagi (2005), Biagi (2010), Šašić (2016A) i Šašić (2016B). Još jednom želimo da napomenemo da su svi preseki u setovima Šašić (2016A) i Šašić (2016B) identični osim preseka za zahvat elektrona. Set Šašić (2016A) podrazumeva efektivni presek za zahvat elektrona na



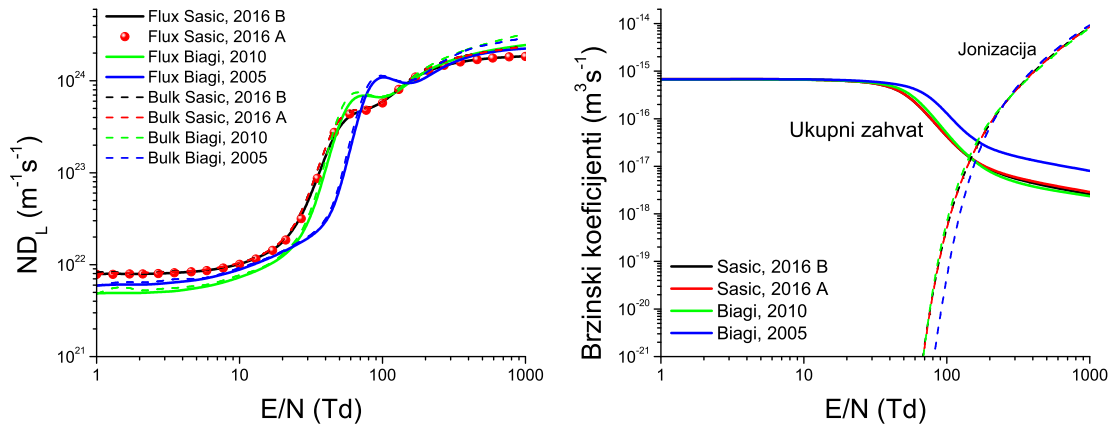
Slika 5.33: Srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u ATLAS *triggering* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , kao što je naznačeno na Slici.

malim energijama koji ne zavisi od pritiska, dok set Šašić (2016B) poseduje presek za trojni zahvat na malim energijama koji zavisi od pritiska. U ovom delu su prikazani transportni koeficijenti za ATLAS *triggering* RPC ( $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 94.7/5/0.3$ ) i ALICE *timing* RPC ( $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 90/5/5$ ) sisteme. Temperatura pozadinskog gasa je 293 K. Transportni koeficijenti koji su ovde prikazani korišćeni su kao ulazni podaci fluidnih modela RPC detektora koji su opisani u kasnijim poglavljima ove disertacije.

Na Slici 5.33 prikazani su srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u ATLAS *triggering* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , kao što je naznačeno na Slici. Ponovo se mogu uočiti tri karakteristične oblasti transporta koje su diskutovane i odeljcima 5.5.3 i 5.7. Profili srednje energije koji su dobijeni presecima Šašić (2016A) i Šašić (2016B) su identični i jako dobro se slažu sa profilom koji je dobijen na osnovu seta Biagi (2010). U limitu malih polja srednja energija je dostigla termalni limit i daljim smanjivanjem polja se neće menjati. U limitu najviših polja srednja energija je oko 10 eV.

Što se tiče brzine drifta, kao i u slučaju srednje energije nema razlike između profila koji su dobijeni presecima Šašić (2016A) i Šašić (2016B), kako za *bulk* tako i za *flux* vrednosti. Međutim za razliku od čistog freona  $C_2H_2F_4$ , mogu se uočiti eksplicitni efekti zahvata elektrona u limitu malih polja. Razlike između *bulk* i *flux* komponenti su male, ali ipak приметne. Eksplicitni efekti jonizacije su mnogo intenzivniji i jasno se mogu uočiti razlike između *bulk* i *flux* komponenti u limitu velikih





Slika 5.34: Longitudinalni difuzioni koeficijent i brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju u funkciji  $E/N$  za elektrone u ATLAS *triggering* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , kao što je naznačeno na Slici.

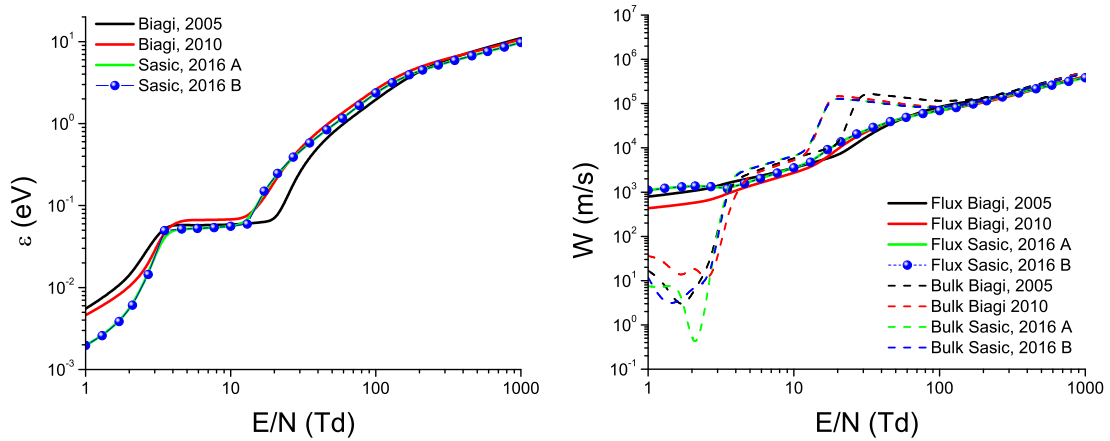
$E/N$ . U ovoj gasnoj smeši, NDC efekat se ne uočava kako za *flux* tako i za *bulk* komponentu brzine drifta. Obe komponente brzine drifta su monotono rastuće funkcije  $E/N$ .

Longitudinalni difuzioni koeficijent i brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju u funkciji  $E/N$  za elektrone u ATLAS *triggering* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , su prikazani na Slici 5.34. Kao i u slučaju srednje energije i brzine drifta, nema razlike između profila koji su dobijeni presecima Šašić (2016A) i Šašić (2016B), kako za *bulk* tako i za *flux* vrednosti. Generalno govoreći, profili longitudinalnog difuzionog koeficijenta se identično ponašaju kao onaj koji je dobijen za set preseka Šašić (2013) koji je opisan u podpoglavlju 5.5.3. Brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju koji su dobijeni na osnovu preseka Šašić (2016A) i Šašić (2016B) su skoro identični. Mogu se uočiti male razlike u limitu najvećih polja i u zoni između 20 i 80 Td. Kritična polja za ATLAS *triggering* RPC sistem koja se dobijaju u tačkama preseka krivih za brzinske koeficijente zahvata i jonizacije su data u Tabeli 5.3. Vidimo da proračuni koji su bazirani na setu Biagi (2005) daju najveće kritično polje od 186 Td. U odnosu na čist freon  $C_2H_2F_4$ , kritična polja su znatno veća zbog prisustva  $SF_6$  u ATLAS *triggering* gasnoj smeši i komplikovane energijske zavisnosti preseka za druge neelastične procese.

Na Slici 5.35 su prikazani srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u u ALICE *timing* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki

Tabela 5.3: Kritična električna polja za ATLAS *triggering* RPC sistem.

Set preseka	Kritično električno polje (Td)
Šašić (2016A)	147.5
Šašić (2016B)	147.5
Biagi (2005)	186
Biagi (2010)	142

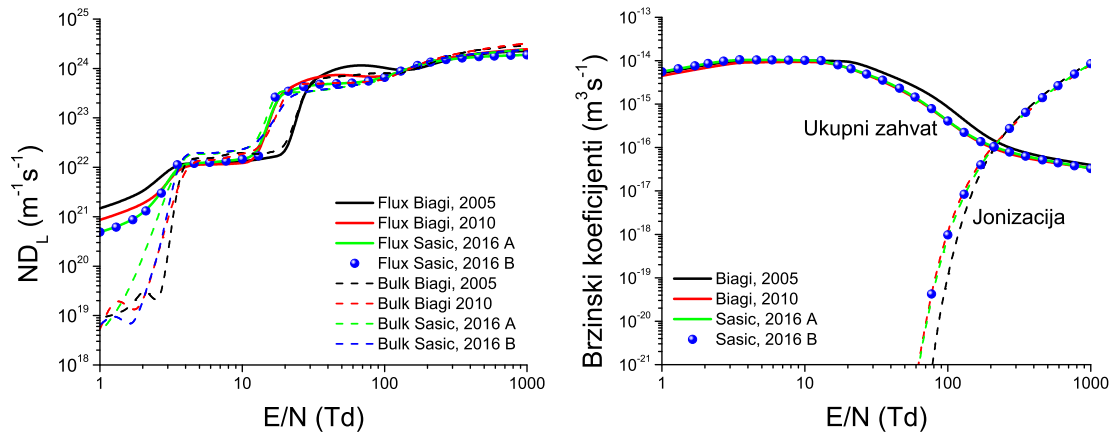


Slika 5.35: Srednja energija i brzina drifta u funkciji  $E/N$  za elektrone u ALICE *timing* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , kao što je naznačeno na Slici.

za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ , kao što je naznačeno na Slici. Trend ponašanja srednje energije podseća na trend ponašanja srednje energije kada je korišćen set Šašić (2013) za  $E/N > 3$  Td. Za  $E/N < 3$  Td trendovi se razlikuju, jer kako za Biagijeve preseke tako i za naše nove preseke za rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  srednja energija opada. U svakom slučaju, nema razlike između profila koji su dobijeni presecima Šašić (2016A) i Šašić (2016B). Inicijalni porast srednje energije posledica je odsustva uticaja neelastičnih sudara u transportu elektrona, a onda se može uočiti plato, gde se srednja energija skoro uopšte ne menja porastom  $E/N$ . Ovo je posledica grejanja zahvatom i hlađenja neelastičnim procesima pre svega sudarima koji vode ka vibracionoj ekscitaciji molekula smeše. Nakon ove oblasti u kojoj se srednja energija veoma slabo menja, dolazi oblast porasta srednje energije.

Brzina drifta koja je prikazana na desnom panelu Slike 5.35 pokazuje veoma komplikovano ponašanje. Odmah možemo da uočimo da nema razlike u *flux* profilima koji su dobijeni setovima preseka Šašić (2016A) i Šašić (2016B). Međutim, *bulk* komponente se razlikuju u limitu najmanjih polja. *Flux* komponente koje su dobijene setovima preseka Šašić (2016A) i Šašić (2016B) pokazuju jedva primetan NDC oko 3 Td dok preostale *flux* komponente dobijene na osnovu Biagijevih preseka ne pokazuju ovaj efekat. Međutim, *bulk* brzine drifta pokazuju višestruki NDC efekat za sve setove preseka. Ovo je veoma zanimljiva situacija koja nikada nije zabeležena u literaturi. Prvi NDC efekat za  $E/N < 6$  Td posledica je eksplicitnih efekata zahvata elektrona. U ovoj zoni postoji veoma jako hlađenje zahvatom gde uglavnom elektroni više energije nestaju iz roja što ima za posledicu pomeranje centra mase unazad i opadanje *bulk* brzine drifta u odnosu na *flux* brzinu drifta. U ovoj oblasti razlike između *bulk* i *flux* komponenti mogu biti veće od 3 reda veličine kao u slučaju ukoliko se koristi set preseka Šašić (2016B) za freon. Porastom  $E/N$  iz zone hlađenja zahvatom ulazi se postepeno u zonu grejanja zahvatom jer sada nestaju dominantno elektroni sa začelja roja što vodi ka pomeranju centra mase roja unapred i porastu *bulk* brzine drifta u odnosu na *flux* komponentu. Kao što vidimo, položaji i dubine ovih višestrukih NDC oblasti zavise od seta preseka za freon  $C_2H_2F_4$  koji se koriste. Međutim, ključnu ulogu za ovakvo dramatično ponašanje brzine drifta ima prisustvo  $SF_6$ .

Eksplicitni efekti zahvata elektrona mogu se primetiti i u profilima longitudinalnog difuzionog koeficijenta koji je prikazan na levom panelu Slike 5.36. Profili *flux* komponenti podsećaju na profile srednje energije. Razlike između *bulk* i *flux* vrednosti dostižu 2 reda veličine u limitu malih polja. U profilu ove veličine vidimo da se smenjuju oblasti gde su *flux* vrednosti već od *bulk* vrednosti, pa onda imamo obrnutu



Slika 5.36: Longitudinalni difuzioni koeficijent i brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju u funkciji  $E/N$  za elektrone u ALICE *timing* RPC sistemu u kojima su korišćeni različiti preseki za rasejanje elektrona u  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ , kao što je naznačeno na Slici.

situaciju, pa su ponovo *flux* vrednosti veće od *bulk* vrednosti itd. Sve ovo pokazuje koliko su komplikovani difuzioni procesi u RPC sistemima i sa koliko pažnje je neophodno modelovati ove procese. U svakom slučaju, longitudinalni difuzioni koeficijent u *bulk* varijanti se od 1 do 1000 Td promeni čak za pet redova veličine. Ovo svedoči o velikoj osetljivosti ovog transportnog koeficijenta kako na eksplicitne efekte nekonzervativnih sudara tako i na energijsku zavisnost preseka kojima su opisani drugi sudarni procesi.

Brzinski koeficijenti za zahvat elektrona i jonizaciju u funkciji  $E/N$  su prikazani na levom panelu Slike 5.36. Može se uočiti da praktično nema razlike između profila za koeficijent zahvata i jonizacije koji su dobijeni setovima Biagi (2010), Šašić (2016A) i Šašić (2016B). Čak i profil koji je dobijen setom preseka Biagi (2005) ne odstupa značajno što je jasna indikacija da je koeficijent zahvata određen pre svega pristvom  $\text{SF}_6$  u smeši i njegovim presecima za zahvat elektrona. Brzinski koeficijent za jonizaciju koji je dobijen pretpostavljajući set Biagi (2005) za freon odstupa od preostalih za  $E/N < 200$  Td. Kritična polja za različite preseke za freon koji su korišćeni u smeši su dati u Tabeli 5.4.

Tabela 5.4: Kritična električna polja za ALICE *timing* RPC sistem.

Set preseka	Kritično električno polje (Td)
Šašić (2016A)	210
Šašić (2016B)	210
Biagi (2005)	225
Biagi (2005)	203

# Poglavlje 6

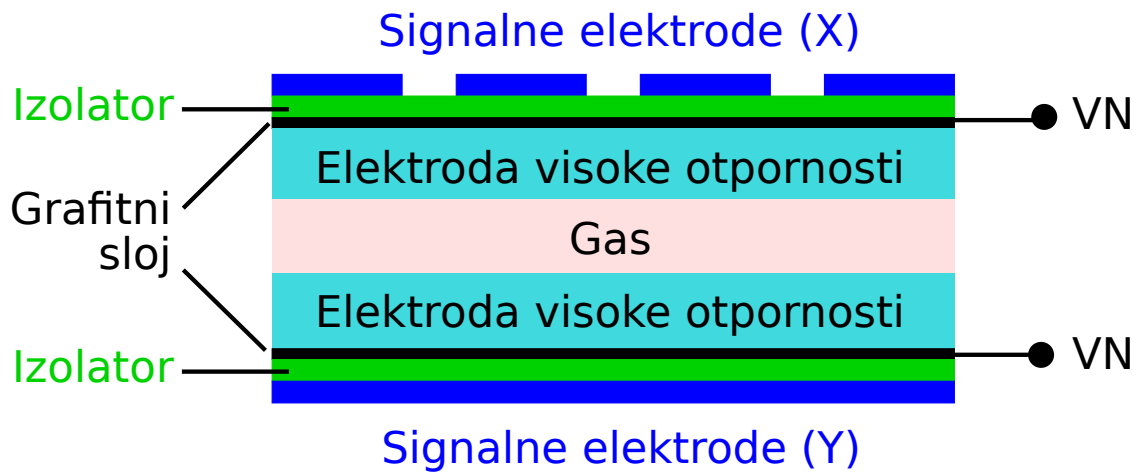
## RPC detektor

### 6.1 Opis i princip rada

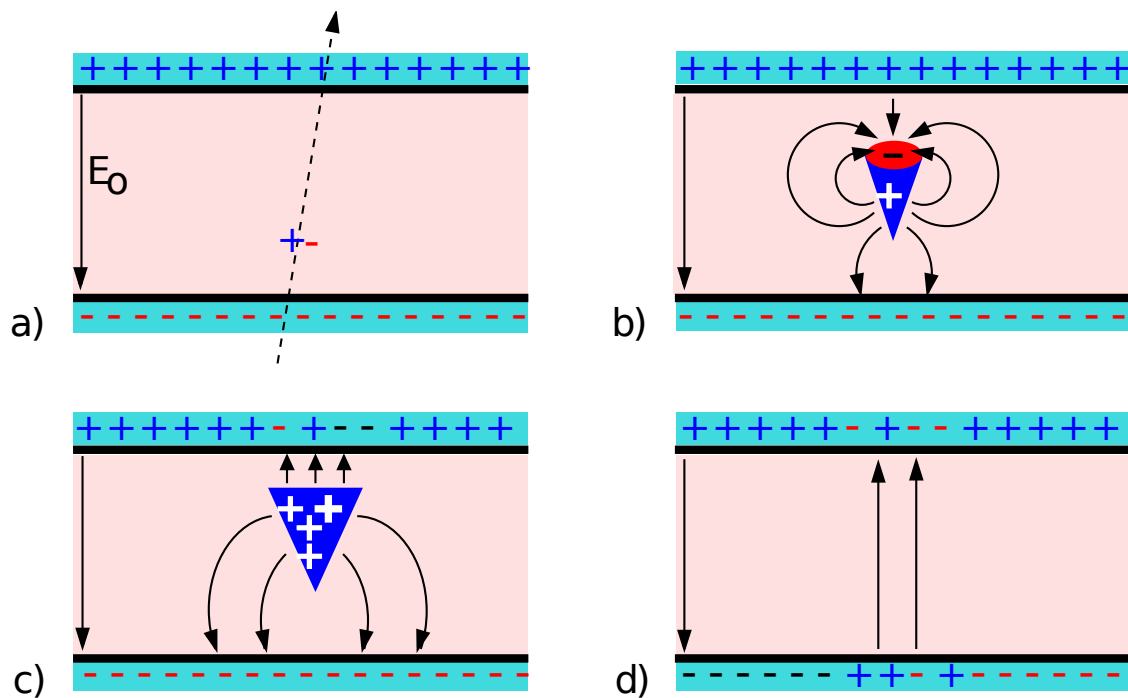
Komore sa pločastim elektrodama visoke električne otpornosti (engl. Resistive Plate Chambers, RPCs) nastaju 1980-tih godina kao praktična alternativa Pestovljevom brojaču [32–34]. Njihovu pojavu iznudila je potreba za pokrivanjem velikih površina, gde bi Pestovljev brojač bio nepraktično i skupo rešenje, zbog korišćenje elektroda od stakla koje zahteva specijalan i skup postupak izrade, kao i složenih višekomponentnih smeša gasova pod visokim pritiskom. RPC detektor zadržava ključne karakteristike Pestovljevog brojača, poput dobre vremenske rezolucije i efikasnosti, ali zato koristi lako dostupne elektrode od bakelita ili stakla kao i gasnu smešu pod atmosferskim pritiskom.

RPC detektor se u standardnoj konfiguraciji (Slika 6.1) sastoji od dve elektrode velike električne otpornosti, sa rastojanjem od nekoliko mm, između kojih se nalazi radni gas. Visoki napon se dovodi preko grafitnog filma koji je nanet sa spoljašnje strane elektroda. Grafitni film otpornosti 200–300 k $\Omega$ /kvadratu, obezbeđuje dovoljnu transparentnost za indukciju signala u signalnim elektrodama, koje su od grafitnog filma odvojene slojem izolatora. Signalne elektrode su najčešće u obliku paralelnih trakastih vodova, širine reda centimetra, koji omogućavaju određivanje pozicije u pravcu normalnom na orijentaciju elektroda. Za određivanje pozicije u dve dimenzije, ove elektrode na strani anode su orijentisane pod pravim uglom u odnosu na orijentaciju elektroda na strani katode (Slika 6.1). Takođe je moguće koristiti i vremensko kašnjenje usled propagacije signala duž vodova, kao meru pozicije u pravcu orijentacije elektroda [32].

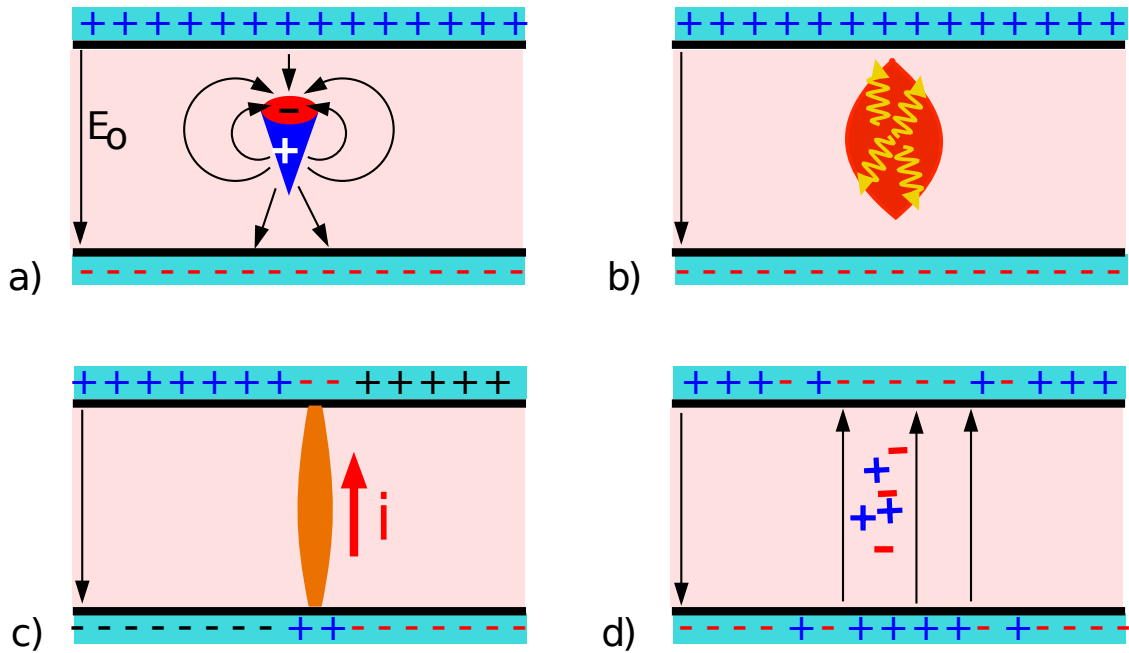
Na Slici 6.2 ilustrovan je princip rada RPC detektora u tzv. lavinskom režimu. Nakon prolaska upadne naelektrisane čestice kroz detektor, u gasu ostaje tzv. pri-



Slika 6.1: Šematski prikaz RPC detektora u standardnoj konfiguraciji [107]. Visoki napon se dovodi elektrodama (VN) preko grafitnih slojeva.



Slika 6.2: Ilustracija principa rada RPC detektora u lavinskom režimu [107]: a) jonizacija gasa usled interakcije upadne naelektrisane čestice, b) rast i propagacija lavine pod dejstvom polja prostornog naelektrisanja, c) migracija jona, i d) delimično ispražnjene elektrode utiču na lokalno električno polje.



Slika 6.3: Ilustracija principa rada RPC detektora u strimerskom režimu [107]: a) lavinski proces pod uticajem prostornog naelektrisanja, b) širenje lavine usled fotojonizacije, c) jako pražnjenje se gasi zbog lokalnog pada električnog polja, i d) detektor je lokalno neosetljiv dok se elektrode ne naelektrišu.

marna jonizacija — naelektrisanje u vidu elektron-jonskih parova nastalo jonizacijom gasa upadnom česticom (Slika 6.2a). Pod dejstvom električnog polja, ovo naelektrisanje se kreće ka anodi multiplicirajući se u lavinskom procesu. Kada lavina dostigne veličinu od  $10^6$ – $10^7$  elektrona, počinju da deluju efekti prostornog naelektrisanja kao posledica različitih brzina kretanja elektrona i jona (Slika 6.2b). Usled prostornog naelektrisanja dolazi do promene električnog polja, tako da rast lavine ulazi u zasićenje. Nakon što svi elektroni dospeju do anode, u gasu preostaju joni čija je pokretljivost manja od elektrona za dva do tri reda veličine (Slika 6.2c). Nakon nestanka jona, ostaju delimično ispražnjene elektrode kojima je potrebno neko vreme da se naelektrišu. Za to vreme, električno polje je lokalno oslabljeno (Slika 6.2d).

U slučaju primene jakih električnih polja, raste verovatnoća da fotojonizacioni procesi preuzmu dominantnu ulogu u razvoju pražnjenja [107–109]. Kada se to dogodi, započeta elektronska lavina (Slika 6.3a) se dodatno širi usled fotojonizacije (Slika 6.3b), a moguće je i nastajanje pozitivnog strimera koji se kreće ka anodi. U ekstremnim slučajevima, dolazi do jakog pražnjenja i stvaranja provodnog kanala između elektroda (Slika 6.3c). Međutim, usled visoke otpornosti elektroda, dolazi do lokalizovanog pada električnog polja i pražnjenje se gasi (Slika 6.3d). Detek-



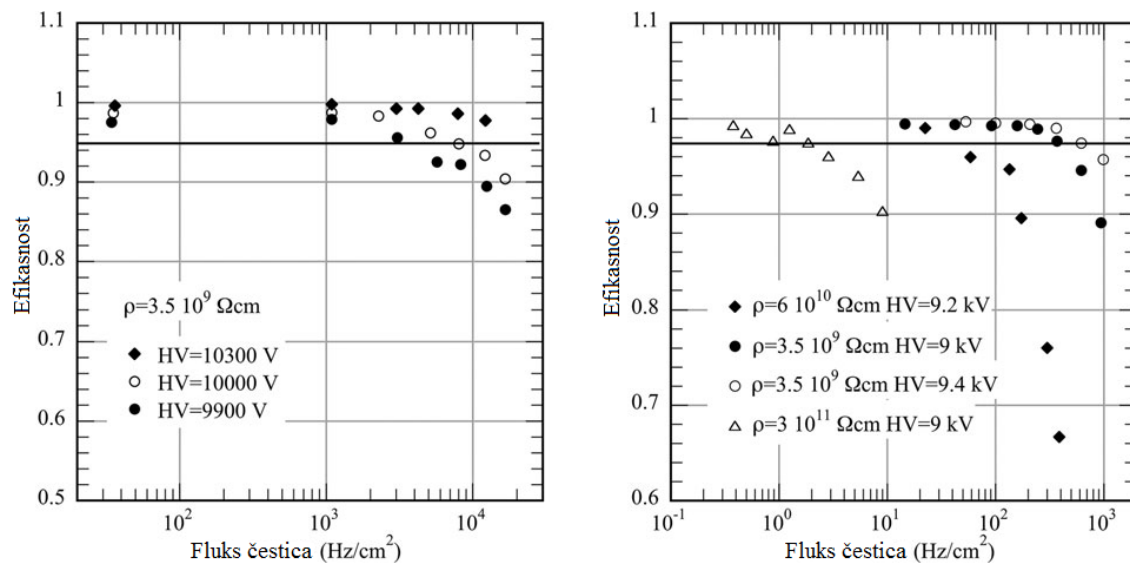
tor postaje lokalno onesposobljen, a zbog velike količine oslobođenog naelektrisanja potrebno je duže vreme da se elektrode ponovo naelektrišu. Ovakvi događaji, gde se oslobađa velika količina naelektrisanja, se u detektorskoj terminologiji nazivaju „strimerima“ i ne treba ih mešati sa pojmom strimera koji se koristi u fizici plazme i električnih gasnih pražnjenja [36, 109]. Za RPC detektor gde su ovakvi strimeri dominantni, kaže se da radi u strimerskom režimu rada. Strimerski režim rada se koristi kada su potrebni dovoljno veliki signali koji se mogu koristiti bez potrebe za osetljivim prepojačavačima. S druge strane, zbog većeg mrtvog vremena, brzina brojanja im je ograničena.

Brzina brojanja RPC detektora direktno zavisi od izbora materijala elektroda visoke otpornosti. Naelektrisanje koje prođe kroz površinu elektrode, nestaje po eksponencijalnom zakonu sa vremenskom konstantom  $\tau = \rho\epsilon$ , gde je  $\rho$  specifična otpornost a  $\epsilon$  permitivnost materijala elektroda [107]. Specifična otpornost fenol-formaldehidnih polimernih laminata, kao što je bakelit, je između  $10^9$  i  $10^{10}$   $\Omega\text{cm}$  što daje vreme relaksacije elektroda od oko  $\tau \approx 10$  ms. S druge strane, elektrode od natrijumovog ravnog stakla, specifične otpornosti reda  $10^{12}$   $\Omega\text{cm}$ , imaju znatno duže vreme relaksacije od oko  $\tau \approx 1$  s čime je značajno ograničena brzina brojanja. Poređenja radi, treba imati u vidu vremenske skale ostalih fizičkih procesa unutar RPC detektora. Vreme od razvoja do nestanka elektronske lavine i strimera je reda nanosekundi, dok je vreme potrebno za migraciju preostalih jona reda mikrosekundi.

## 6.2 Režimi rada

RPC detektori se obično koriste u dva režima rada — strimerskom ili lavinskom, u zavisnosti od toga da li u ukupnom broju događaja dominiraju „strimeri“ ili lavine. *Strimerski režim* rada daje dovoljno velike signale (između 50 pC i nekoliko nC [107, 110, 111]) koji se mogu direktno očitavati bez potrebe za osetljivim prepojačavačima. Pri električnim poljima od oko 40 kV/cm postižu efikasnosti blizu 99% i vremensku rezoluciju od oko 1 ns za međuelektrodno rastojanje od 2 mm [32, 112]. Često koriste smeše gasova sa argonom radi snižavanja radnog napona [113, 114]. Osnovni nedostatak strimerskog režima je mala brzina brojanja koja je ograničena na nekoliko stotina Hz/cm<sup>2</sup> [35].

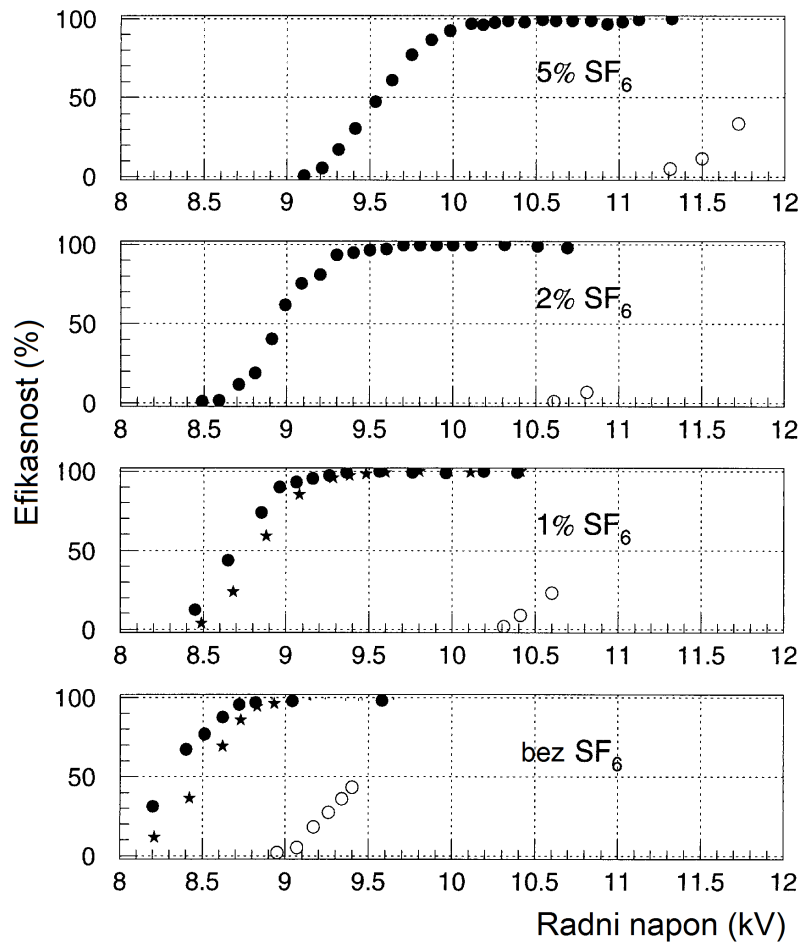
S druge strane, *lavinski režim* zbog signala koji su u proseku za red veličine manji od strimerskog, omogućava brzine brojanja od nekoliko kHz/cm<sup>2</sup> [35]. Na Slici 6.4 prikazane su izmerene efikasnosti detekcije u zavisnosti od fluksa upadnih čestica, režima rada, napona, kao i specifične otpornosti materijala elektroda. Osim brzine



Slika 6.4: Izmerene efikasnosti RPC detektora u zavisnosti od fluksa upadnih čestica i radnog napona u lavinskom (levo) i strimerskom režimu (desno) za različite specifične otpornosti materijala elektroda [5, 110].

brojanja, koja je znatno veća u lavinskom režimu, Slika pokazuje da kod RPC detektora efikasnost opada sa povećanjem fluksa upadnih čestica ili povećanjem specifične otpornosti elektroda. Za stabilan rad RPC detektora, u lavinskom režimu neophodno je koristiti i gasne smeše u kojima je otežano formiranje strimera fotonskim mehanizmom. Često se u tu svrhu koriste smeše fluorokarbonata, kao što su freoni  $\text{CF}_3\text{Br}$  ili  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ , i ugljovodonika poput  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  [115]. Na primer, u smeši 90%  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  + 10%  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  kao noseći gas obezbeđuje veliku primarnu jonizaciju uz blagu UV apsorpciju, dok je  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  jak UV apsorber koji gasi fotonski proces. Ako se smeši ova dva gasa doda izrazito elektronegativan  $\text{SF}_6$ , oblast stabilnog rada RPC detektora u lavinskom režimu se znatno širi [108]. Slika 6.5 pokazuje kako dodatak i malog procenta  $\text{SF}_6$  značajno širi izmereni plato efikasnosti u kome ne dolazi do pojave strimera.

Zbog veće brzine brojanja, RPC detektori koji rade u lavinskom režimu preovlađuju kod većine savremenih eksperimenata u fizici visokih energija, poput ATLAS [1], ALICE [2] i CMS eksperimenata [3] u CERN-u. Kod eksperimenata gde brzina brojanja nije bitan faktor, često se zbog jeftinije elektronike koriste RPC detektori u strimerskom režimu, npr. u ARGO-YBJ [116] eksperimentu sa kosmičkim zracima, zatim OPERA [117] eksperimentu u LNGS-u, kao i u mionskom *trigger* sistemu ALICE [1] eksperimenta u CERN-u.



Slika 6.5: Izmerene efikasnosti za prag diskriminacije signala od 30 mV (puni kružići), i za prag od 100 mV (zvezdice). Udeo strimerskih događaja je označen šupljim kružićima. Merenja su vršena za različite radne napone i udele SF<sub>6</sub> u smeši C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> i i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> [108].

## 6.3 Primene

### 6.3.1 Triggering detektor

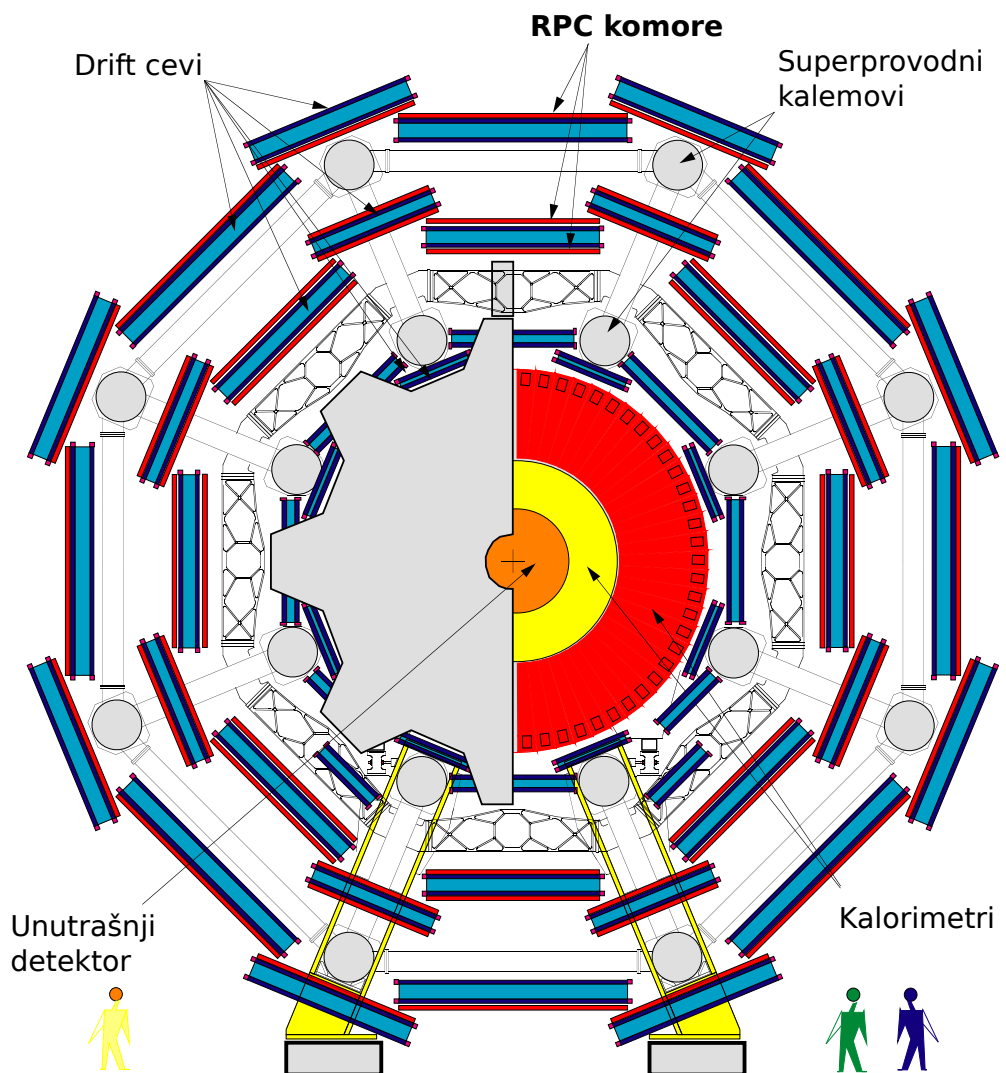
U eksperimentalnoj fizici čestica visokih energija, često postoji praktična potreba za praćenjem, zapisivanjem i obradom samo određenih događaja koji su naučno relevantni za istraživanje. Ovakvi događaji su po pravilu veoma retki te se njihovim izdvajanjem u odnosu na ostale, koji nisu interesantni, značajno štede računarski resursi. Pronalaženje i izdvajanje traženih događaja, radi zapisivanja i kasnije obrade, se naziva *triggering*-om. Triggering je jedna od najčešćih primena RPC detektora u eksperimentima. Za tu svrhu, RPC komore se koriste kod ATLAS, CMS i ALICE eksperimenata u CERN-u.

Triggering RPC detektori na ATLAS-u se nalaze u okviru mionskog spektrometra (Slika 6.6) i njihov osnovni zadatak je *triggering* miona. Istovremena detekcija četiri miona je posebno značajna za otkriće Higgsovog bozona, koji može nastati u proton-proton sudarima. Naime, u tzv. zlatnom kanalu raspada Higgsovog bozona

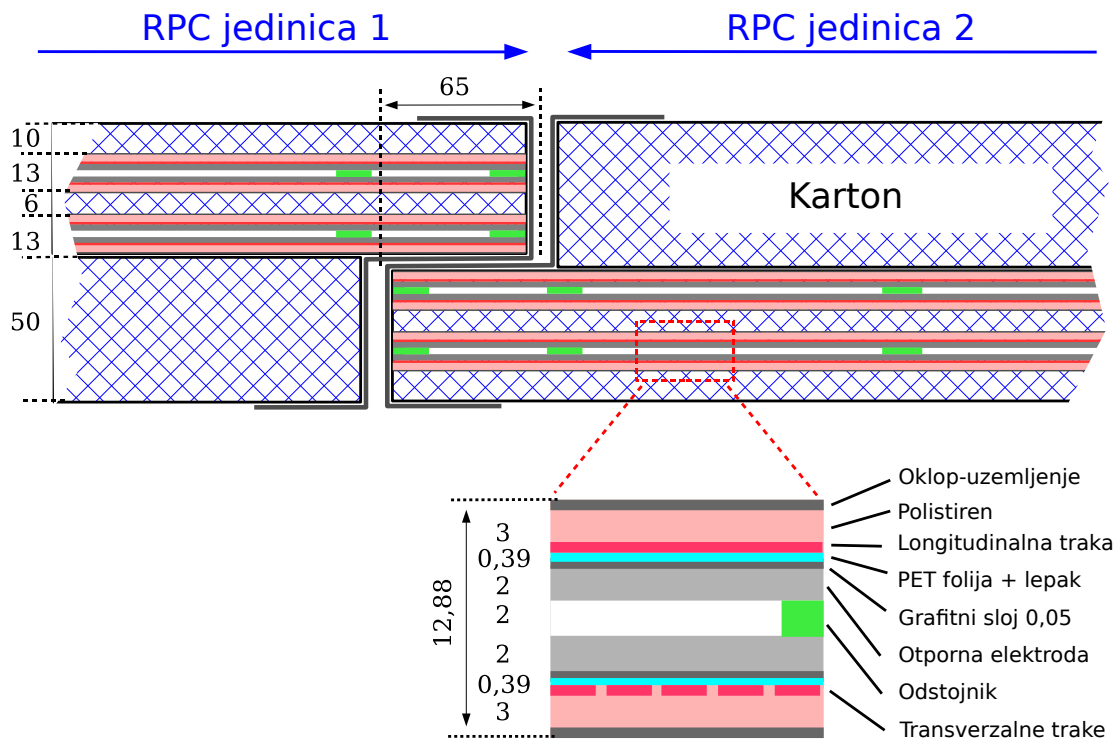
$$H \longrightarrow Z + Z \longrightarrow \mu^- + \mu^+ + \mu^- + \mu^+ ,$$

nastaju dva para mion-antimion. Kako bi se identifikovali mioni koji potiču od istog sudara, uz isključivanje slučajnih koincidencija, RPC detektori na ATLAS eksperimentu su projektovani za vremensku rezoluciju od 1 ns. Ova vremenska rezolucija je dovoljna, imajući u vidu da se u jednom intervalu sudaranja od 25 ns, događa oko 20-tak sudara proton-proton. Veliki hadronski sudarač (engl. Large Hadron Collider, LHC) koristi dva protonska snopa od kojih svaki sadrži 2808 grupa, na međusobnom rastojanju od 7.5 m i radijusa oko 16  $\mu\text{m}$ , sa po  $1.15 \cdot 10^{11}$  protona. Ukrštanjem ova dva snopa ostvaruje se energija sudara od 7 TeV pri luminoznosti od  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Pored RPC detektora, mionski spektrometar koristi i drift cevi za preciznu rekonstrukciju putanje miona u magnetskom polju na osnovu koje se određuje impuls miona.

*Triggering* sistem mionskog spektrometra na ALICE eksperimentu sadrži 962 RPC jedinice koje pokrivaju površinu od 3650 m<sup>2</sup> [1]. Jedna RPC jedinica se sastoji od dva RPC detektora sa elektrodama od fenol-melaminskog plastičnog laminata (Slika 6.7). Ovi RPC detektori rade u lavinskom režimu a njihove osnovne karakteristike su date u Tabeli 6.1.



Slika 6.6: Poprečni presek mionskog spektrometra na ATLAS eksperimentu [1]. Označene su pozicije *triggering* RPC komora i ostalih detektora.



Slika 6.7: Poprečni presek jedne RPC komore mionskog spektrometra na ATLAS eksperimentu u CERN-u. Komora se sastoji od dve jedinice od kojih svaka ima po dva *triggering* RPC detektora [1].

Tabela 6.1: Osnovne karakteristike i parametri rada *triggering* RPC detektora na ATLAS eksperimentu u CERN-u [1].

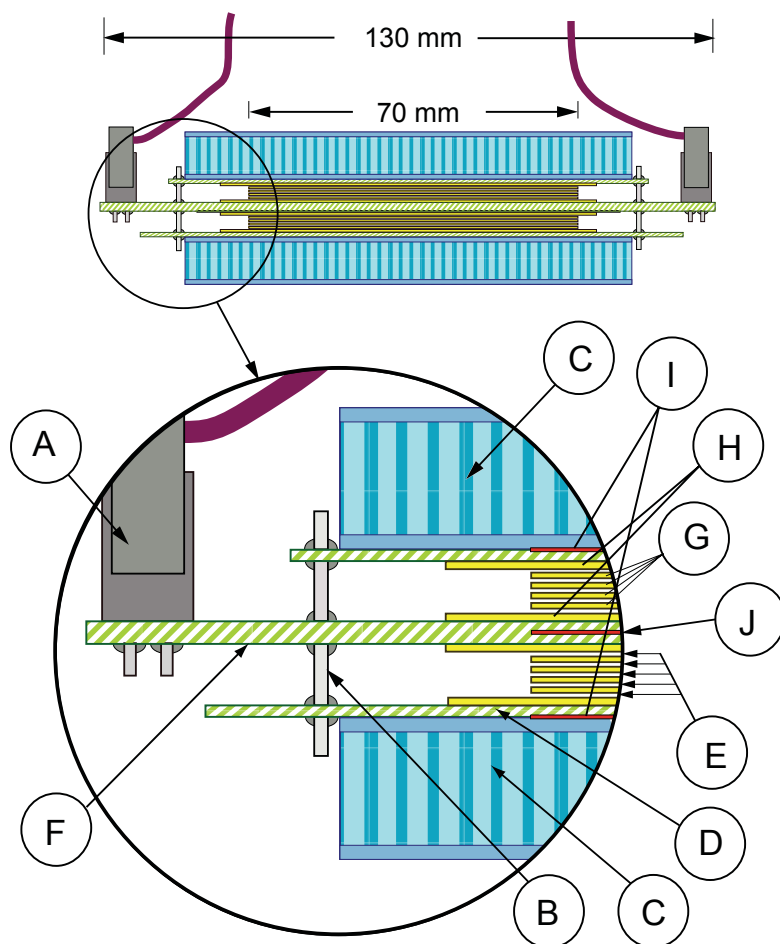
Parametar	Projektovana vrednost
Električno polje	4.9 kV/mm (196 Td)
Međuelektrodno rastojanje	2 mm
Gasna smeša	94.7% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> + 5% i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> + 0.3% SF <sub>6</sub>
Efikasnost detekcije	≥98.5%
Sopstvena vremenska rezolucija	≤1.5 ns
Brzina brojanja	~1 kHz/cm <sup>2</sup>
Verovatnoća pojave strimera	≤1 %

### 6.3.2 Timing detektor

RPC komore se često koriste u svrhe *timing*-a tj. određivanja trenutka prolaska čestice kroz detektor. *Timing* detektori omogućavaju merenje vremena leta čestice (engl. Time of Flight, TOF), koje se koristi u fizici visokih energija radi identifikacije čestica po masi, na osnovu brzine i nezavisno izmerenog impulsa [2, 118]. Takođe, postoje i TOF-PET uređaji za medicinsko slikanje gde se na osnovu vremena leta gama fotona određuje prostorna raspodela radionuklida u telu pacijenta [38–40].

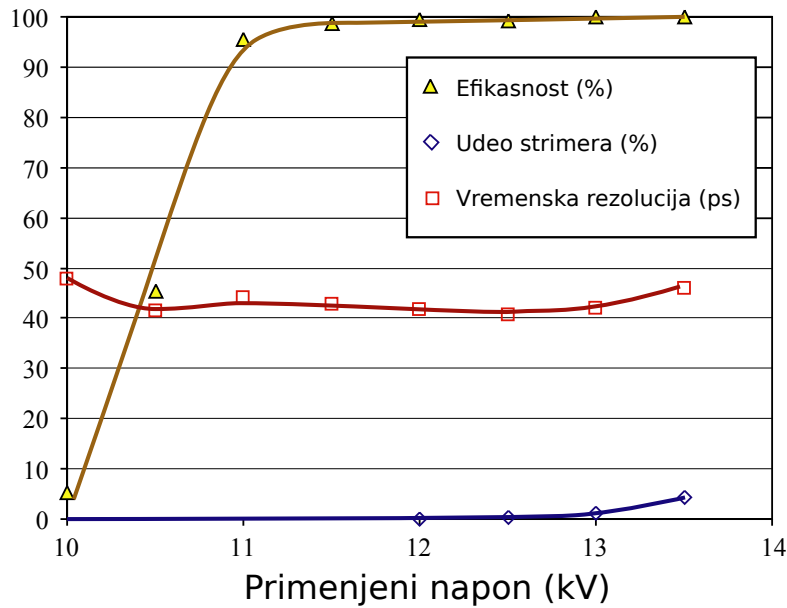
Najvažnija karakteristika *timing* detektora je vremenska rezolucija. Teorijski je poznato da je, u prvoj aproksimaciji, vremenska rezolucija obrnuto srazmerna efektivnoj brzini jonizacije [36, 43, 45]. Ovo znači da se vremenska rezolucija poboljšava tj. opada, sa porastom električnog polja. Međutim, verovatnoća nastajanja strimera takođe raste sa električnim poljem, čime se značajno ograničava brzina brojanja detektora. Kako bi se smanjio udeo strimera, i zadržala brzina brojanja kao i vremenska rezolucija, neophodno je smanjiti međuelektrodno rastojanje. Sa druge strane, smanjivanje međuelektrodnog rastojanja dovodi do pada efikasnosti detekcije, ali i vremenske rezolucije usled porasta fluktuacija primarne jonizacije. Zbog ovoga se vidi da je kod RPC komora sa jednim gasnim zazorom teško istovremeno ostvariti dobru vremensku rezoluciju i dobru efikasnost.

Radi prevazilaženja ovih ograničenja postoji jedna posebna konstrukcija RPC detektora, koja koristi više gasnih zazora, pod nazivom *multi-gap* RPC (MRPC) [119]. MRPC detektori ostvaruju dobru vremensku rezoluciju zbog jakog električnog polja, ali je nastajanje strimera i količina naelektrisanja ograničena malim međuelektrodnim rastojanjima [119, 120]. Istovremeno, korišćenjem više malih gasnih zazora, zadržavaju i dobru efikasnost detekcije. Na Slici 6.8 je prikazana konstrukcija MRPC detektora koji čine TOF sistem ALICE eksperimenta u CERN-u. Ovaj detektor, dvostruke konstrukcije sa zajedničkom anodnom stranom, se sastoji od dva puta po pet gasnih zazora od  $250 \mu\text{m}$  između elektroda od natrijumovog stakla. Detektor radi u lavinskom režimu i koristi gasnu smešu od 90%  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  + 5%  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  + 5%  $\text{SF}_6$  [2]. Pri radnom naponu od 13 kV na pet zazora, postiže efikasnost blizu 100% uz zanemarljiv udeo strimerskih događaja (Slika 6.9). Ukupna vremenska rezolucija, koja uključuje doprinos kablova i elektronike, je između 40 i 50 ps [2, 118]. MRPC detektori pokrivaju površinu od  $176 \text{ m}^2$  na ALICE TOF sistemu. ALICE TOF sistem se koristi za identifikaciju čestica u srednjoj oblasti impulsa, ispod  $2.5 \text{ GeV}/c$  za pione i kaone, i do  $4 \text{ GeV}/c$  za protone [2]. Iznad ovih granica koristi se poseban sistem HMPID [2, 122], a u oblasti ispod  $1 \text{ GeV}/c$  se dodatno koriste i merenja jo-



Slika 6.8: Poprečni presek MRPC detektora na TOF sistemu ALICE eksperimenta u CERN-u [2, 118]. (A) konektor pljosnatog kabla koji vodi signale do pretpojačavača; (B) pinovi koji povezuju signalne elektrode sa štampanom pločom; (C) noseći panel (debljine 1 cm); (D) štampana ploča; (E) gasni zazor ( $250 \mu\text{m}$ ); (F) centralna štampana ploča; (G) unutrašnje staklene ploče ( $400 \mu\text{m}$ ); (H) spoljne staklene ploče ( $550 \mu\text{m}$ ) sa otpornom farбом na spoljašnjoj strani; (I) i (J) signalne elektrode.



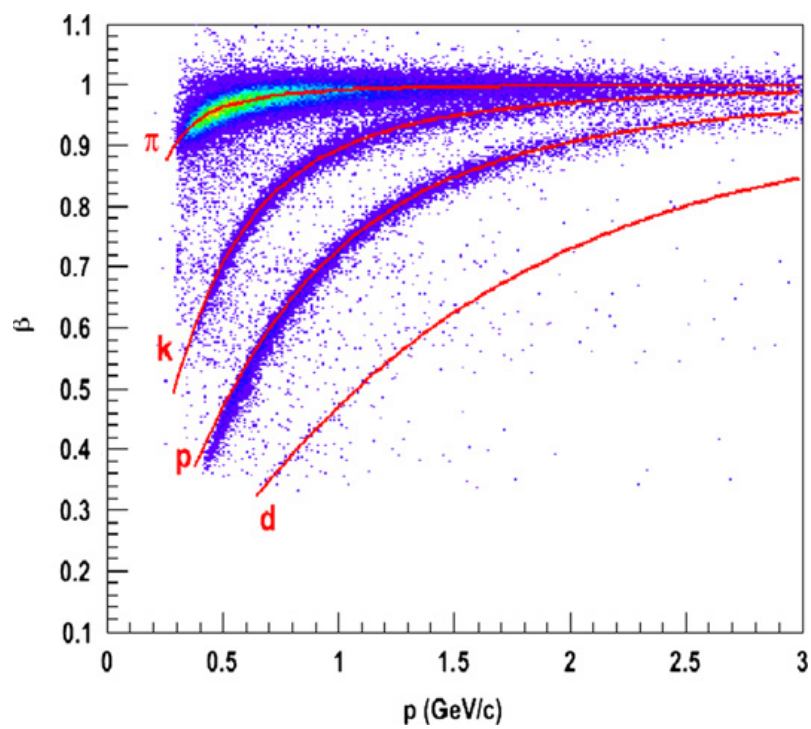


Slika 6.9: Izmerena vremenska rezolucija, efikasnost detekcije i udeo strimerskih događaja u zavisnosti od primenjenog napona na ALICE MRPC detektoru [121]. Primenjeni napon se odnosi na pet gasnih zazora.

nizacije po jedinici pređenog puta ( $dE/dx$ ) u TPC komori. Merenjem vremena leta čestice TOF detektorom, moguće je izračunati masu mirovanja čestice kao

$$m_0 = \frac{p}{\beta\gamma c} = p\sqrt{\frac{t^2}{l^2} - \frac{1}{c^2}}, \quad (6.1)$$

gde je  $t$  vreme leta,  $l$  dužina putanje a  $p$  nezavisno određen impuls na osnovu skretanja putanje u magnetskom polju. Putanja čestice se određuje pomoću TPC komore. Slika 6.10 prikazuje mogućnost identifikacije različitih čestica na osnovu merenja brzine TOF detektorom i impulsa TPC detektorom.



Slika 6.10: Mogućnost identifikacije različitih čestica merenjem brzine (TOF detektorom) i impulsa (TPC detektorom) na ALICE eksperimentu u CERN-u [123].

# Poglavlje 7

## Monte Karlo modelovanje RPC detektora

### 7.1 Uvod

U ovom poglavlju biće dat opis Monte Karlo tehnike za simulaciju RPC događaja. Pod RPC događajem se podrazumeva fizički proces koji traje od prolaska upadne čestice visoke energije kroz detektor, do završetka indukcije signala u elektrodama detektora. Simulacija se može podeliti u nekoliko koraka. Prvo se generiše primarna jonizacija, odnosno početna raspodela elektrona nastalih usled interakcije upadne čestice sa gasom. Zatim se nastali elektroni i njihovi sudari sa molekulima gasa prate između zadatih trenutaka odabiranja. U ovim trenucima se zapisuju i računaju određene veličine kao što su trenutni broj elektrona i indukovani signal. U našim proračunima, vremenski interval odabiranja nije veći od 0.2 ps. Konačno, vreme odziva detektora se računa kao vreme od trenutka prolaska čestice, do trenutka kada signal ili broj elektrona dostigne zadati prag, a određuje se koristeći eksponencijalnu interpolaciju signala između trenutaka odabiranja. Primera radi, ovakva simulacija koja se sastoji od 10000 događaja, traje oko dva dana na multiprocesorskom sistemu od oko 300 aktivnih jezgara sa taktom od 2.1 GHz.

### 7.2 Primarna jonizacija

U odeljku 2.2 je pokazano da upadna naelektrisana čestica, pri prolasku kroz materijal (gas) detektora, uglavnom gubi energiju pri jonizaciji i ekscitaciji atoma ili molekula. Takođe, u slučaju elektrona i pozitrona visokih energija, postoji i značajna

verovatnoća za emisiju fotona zakočnog zračenja, ali ovi fotoni najčešće napuštaju gasni detektor. Pri interakcijama upadne čestice sa gasom, nastaju i elektroni visokih energija (tzv. delta elektroni) koji dalje doprinose ukupnoj jonizaciji. Proces jonizacije se nastavlja sve dok energije nastalih elektrona i fotona ne budu manje od minimalnog praga za jonizaciju u gasu (isključujući često zanemarljiv doprinos Penningovog i Jesseovog efekta).

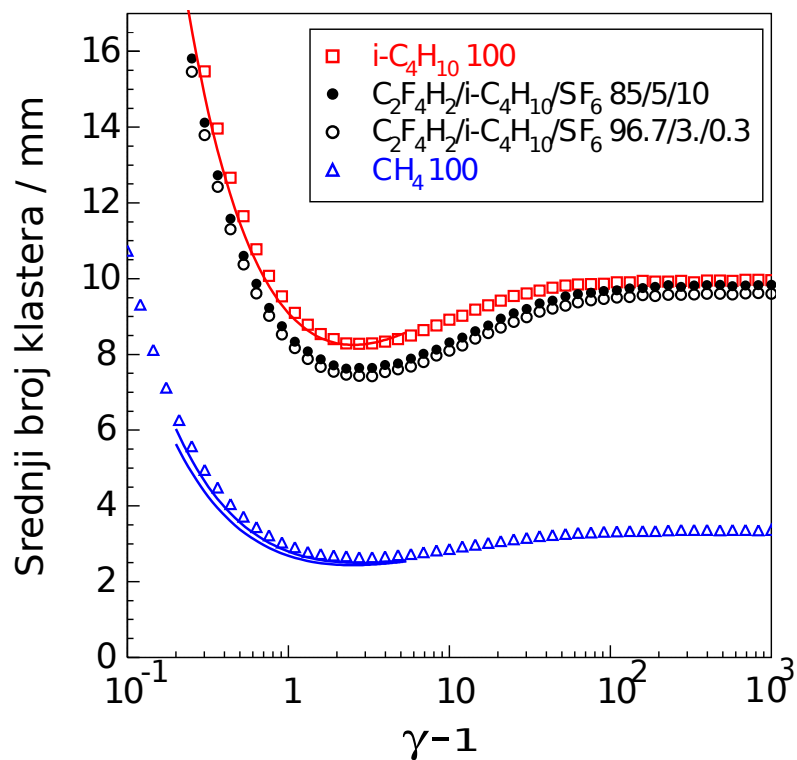
Upadna naelektrisana čestica gubi energiju jonizacijom pri pojedinačnim interakcijama, čija je stohastika opisana efikasnim poprečnim presekom za primarnu jonizaciju  $\sigma_p$ . U slučaju da je gubitak energije pri interakcijama zanemarljiv u odnosu na energiju čestice, rastojanje  $x$  koje upadna čestica pređe između interakcija, opisano je eksponencijalnom raspodelom

$$p(x) = \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (7.1)$$

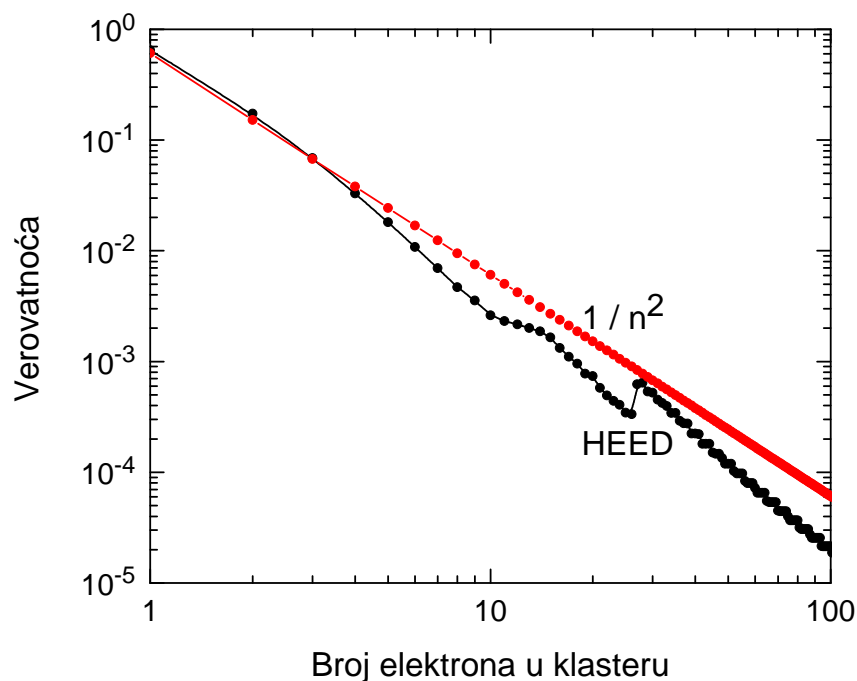
gde je  $\lambda = 1/(N\sigma_p)$  srednja dužina slobodnog puta čestice a  $N$  koncentracija gasa. Nakon svake primarne interakcije, u gasu konačno ostaje naelektrisanje u vidu elektron-jonskih parova koje se nalazi u neposrednoj blizini mesta interakcije. Ovo naelektrisanje naziva se primarnim klasterom (engl. primary cluster). Broj elektrona u primarnom klasteru takođe zavisi od stohastike interakcije.

Srednji slobodni put  $\lambda$  se može dobiti merenjem ili teorijskim putem. Na primer, javno dostupni računarski kod HEED [124] računa ovaj parametar na osnovu modela foto-apsorpcije i jonizacije koji su razvili W.W.M. Allison i J.H. Cobb [125]. Srednji broj klastera po mm ( $1/\lambda$ ), izračunat pomoću HEED-a za četiri različita gasa, prikazan je na Slici 7.1. Vidi se da u slučaju minimalno jonizujućih čestica, kod dve gasne smeše za RPC detektore ovaj broj iznosi oko 7.5 klastera/mm. Slika 7.2 prikazuje raspodelu veličine klastera (broja elektrona u klasteru) izračunatu HEED-om za gasnu smešu od 85%  $C_2H_2F_4$  + 5%  $i-C_4H_{10}$  + 10%  $SF_6$ , kao i aproksimativnu  $1/n^2$  raspodelu. Raspodela  $1/n^2$  potiče od Rutherfordovog preseka za transfer energije koji ima oblik  $1/E^2$ . Ako se prikazane raspodele odseku na 500 elektrona, srednje vrednosti broja elektrona po klasteru iznose 2.6 za HEED raspodelu, i 4.1 za  $1/n^2$  raspodelu.

U našem modelu, koristeći Monte Karlo tehniku raspodela primarnog naelektrisanja se određuje na sledeći način. Podrazumeva se da su primarni elektroni grupisani u klasteru pri čemu svi elektroni koji pripadaju istom klasteru imaju istu poziciju (tj. klasteri su tačkasti). Pozicije klastera se određuju na osnovu eksponencijalne raspodele rastojanja između susednih klastera (7.1) sa parametrom  $\lambda$  (Slika 7.1). Broj elektrona u svakom klasteru se generiše prema raspodeli veličine klastera odsečenoj



Slika 7.1: Srednji broj primarnih klastera po mm ( $1/\lambda$ ) u funkciji faktora  $\gamma - 1$  upadne čestice, za četiri različita gasa [107]. Vrednosti izračunate pomoću HEED-a [124] su prikazane simbolima dok su parametrizovane izmerene vrednosti [126] predstavljene punim linijama. Proračuni su vršeni uz temperaturu od 296.15 K i pritisak od 1013 mbar.



Slika 7.2: Raspodela broja elektrona u klasteru izračunata HEED-om [124] za gasnu smešu od 85%  $C_2H_2F_4$  + 5%  $i-C_4H_{10}$  + 10%  $SF_6$ . Takođe je prikazana i aproksimativna  $1/n^2$  raspodela.

na 500 elektrona (Slika 7.2). Početne brzine primarnih elektrona se biraju prema Maxwellovoj raspodeli brzina uz srednju energiju elektrona od 1 eV.

### 7.3 Praćenje elektrona

O ovom odeljku biće dat pregled algoritma za praćenje elektrona koji je opisan u [18, 65, 69, 127]. Praćenje elektrona i njihovih sudara sa molekulima pozadinskog gasa odvija se kroz tri osnovna koraka:

1. Proračun trajektorije slobodnog puta elektrona pod dejstvom Lorentzove sile.
2. Određivanje vremenskog trenutka i vrste sudara.
3. Određivanje parametara rasejanja elektrona nakon sudara.

Podrazumeva se da elektroni mogu da interaguju samo sa pozadinskim gasom kroz elastične ili neelastične sudare neutralnim molekulima ili atomima. Smatrajući da je koncentracija elektrona dovoljno mala, međusobne Coulombovske interakcije elektrona se zanemaruju. Temperaturski efekti u sudarima sa molekulima gasa se takođe zanemaruju, odnosno uzima se da je temperatura pozadinskog gasa 0 K.

### 7.3.1 Određivanje trajektorije

Jednačina kretanja elektrona pod dejstvom Lorentzove sile može se napisati u vektorskom obliku

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7.2)$$

gde su  $e$  i  $m$ , naelektrisanje i masa elektrona, respektivno. Definišimo Decartesov koordinatni sistem, takav da je  $x$ -osa orijentisana u pravcu i smeru električnog polja  $\mathbf{E}$ , dok vektor magnetskog polja  $\mathbf{B}$  leži u  $x$ - $z$  ravni pod uglom  $\varphi$  u odnosu na električno polje. Tada se jednačina (7.2) može napisati u skalarnom obliku

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{m} E + \Omega v_y \sin \varphi, \quad (7.3)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \Omega(v_z \cos \varphi - v_x \sin \varphi), \quad (7.4)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\Omega v_y \cos \varphi, \quad (7.5)$$

gde je

$$\Omega = \frac{eB}{m}, \quad (7.6)$$

ciklotronska frekvenca kruženja elektrona oko linija magnetskog polja. U slučaju konstantnog električnog i magnetskog polja, jednačine (7.3)–(7.5) imaju rešenje u zatvorenom analitičkom obliku koje se može koristiti za određivanje brzine i pozicije elektrona između dva sudara. Jedan oblik analitičkog rešenja dat je u [20].

U fizici plazme se često koristi još jedan način za određivanje putanje elektrona koji se zasniva na numeričkom algoritmu pod nazivom „Borisova rotacija“ [128]. Ova numerička tehnika nije primenjiva za proizvoljnu orijentaciju električnog i magnetskog polja već samo kada magnetsko polje leži pod pravim uglom u odnosu na električno. Ipak, metod se zbog svoje numeričke efikasnosti često koristi kada su električn i magnetsko polje vremenski promenljiva. Prvi korak algoritma Borisove rotacije je promena  $v_x$  komponente usled dejstva električnog polja za vreme  $\Delta t/2$ ,

$$v_x := v_x + \frac{eE \Delta t}{m} \frac{1}{2}. \quad (7.7)$$

Zatim se uvode dodatne brzine

$$v'_x := v_x + \operatorname{tg} \left( -\frac{\theta}{2} \right) v_y, \quad (7.8)$$

$$v'_y := v_y - \operatorname{tg} \left( -\frac{\theta}{2} \right) v_x, \quad (7.9)$$

gde je  $\theta$  ugao rotacije dat sa

$$\theta = \frac{eB}{m} \Delta t. \quad (7.10)$$

Primenjuje se rotacija brzine usled dejstva magnetskog polja

$$v_x := v_x + sv'_y, \quad (7.11)$$

$$v_y := v_y - sv'_x, \quad (7.12)$$

gde je  $s$  parametar rotacije

$$s := -\sin\theta = \frac{2t}{1+t^2}, \quad t = \operatorname{tg}\left(-\frac{\theta}{2}\right). \quad (7.13)$$

Na kraju je potrebno još jednom korigovati brzinu

$$v_x := v_x + \frac{eE}{m} \frac{\Delta t}{2}. \quad (7.14)$$

Konačno, položaj elektrona nakon koraka  $\Delta t$  dat je koordinatama

$$x := x_0 + \frac{1}{2}(v_{x0} + v_x)\Delta t, \quad (7.15)$$

$$y := y_0 + \frac{1}{2}(v_{y0} + v_y)\Delta t, \quad (7.16)$$

$$z := z_0 + v_{z0}\Delta t, \quad (7.17)$$

gde je  $(x_0, y_0, z_0)$  početni položaj elektrona.

Jednačine kretanja (7.3)–(7.5), mogu se rešiti i mnogim drugim numeričkim tehnikama kao što je metod konačnih razlika ili Runge-Kutta šema. Međutim, uvek treba imati u vidu kompromis između tačnosti i efikasnosti. U našem Monte Karlo kodu, koristi se Borisov algoritam, osim u slučaju proizvoljne konfiguracije električnog i magnetskog polja, kada se koristi analitičko rešenje jednačina kretanja.

### 7.3.2 Određivanje trenutka i vrste sudara

Neka je sa  $t_0$  označen trenutak početka simulacije ili trenutak sudara elektrona. Može se pokazati, da je verovatnoća da elektron ne doživi sudar do trenutka  $t > t_0$  data sa

$$P(t) = -\exp \int_{t_0}^t \nu_T(\epsilon(\tau)) d\tau. \quad (7.18)$$

Totalna koliziorna frekvencija  $\nu_T$  je

$$\nu_T = N \sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} \sum_k \sigma_k(\epsilon), \quad (7.19)$$

gde je  $N$  koncentracija pozadinskog gasa,  $\epsilon$  energija elektrona, a sumiranje se vrši po svim mogućim sudarnim procesima sa odgovarajućim poprečnim presecima  $\sigma_k$ . Funkcija gustine verovatnoće da elektron doživi sudar u intervalu  $(t, t + dt)$  je

$$p(t) = -\nu_T(\epsilon(t)) \exp \left( - \int_{t_0}^t \nu_T(\epsilon(\tau)) d\tau \right). \quad (7.20)$$



Integracijom funkcije gustine verovatnoće, i primenom metode inverzije, trenutak sudara  $t_c$  može se odrediti pomoću jednačine

$$-\ln(1 - \xi_1) = \int_{t_0}^{t_c} \nu_T(\epsilon(\tau)) d\tau, \quad (7.21)$$

biranjem slučajnog broja  $\xi_1$  iz uniformne raspodele na intervalu (0,1). Jednačina (7.21) nema analitičko rešenje za realne gasove. Postoje dva osnovna načina za rešavanje ovog problema. Najstariji je tzv. *null collision* metod, originalno razvijen za simulaciju transporta jona u gasovima [129]. Ovaj metod uvodi jednu imaginarnu vrstu sudara nazvanu multi sudar (engl. null collision) koji nema nikakav efekat na elektron. Presek za multi sudar se bira tako da ukupna koliziona frekvencija bude konstanta, jednaka maksimalnoj kolizionoj frekvenciji

$$\nu_{tot} = \max \left( N \sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} \sum_k \sigma_k(\epsilon) \right). \quad (7.22)$$

U tom slučaju, jednačina (7.21) se svodi na

$$t_c = t_0 - \frac{1}{\nu_{tot}} \ln(1 - \xi_1). \quad (7.23)$$

*Null collision* tehnika se često koristila u simulaciji rojeva pod hidrodinamičkim i nehidrodinamičkim uslovima [65]. Postoji i više optimizacija ove tehnike u slučaju kada broj nultih sudara dominira nad stvarnim. Na primer, Reid (1977) je predložio da se u različitim zonama energije koriste različiti preseki za nulte sudare. Ipak, *null collision* tehnika nije efikasna u nekim primena kao što su vremenski promenljiva polja. Stoga u našem kodu, koristimo drugi metod zasnovan na numeričkoj integraciji (7.21), koji se može napisati u obliku

$$\ln(1 - \xi_1) \leq \sum_i \nu_T(\epsilon(t_i)) \Delta t_i. \quad (7.24)$$

Suma na desnoj strani jednačine (7.24) naziva se sudarna suma. Suština ovog metoda je određivanje koraka  $\Delta t_k$  u kome sudarna suma postaje veća od logaritma unapred izabranog slučajnog broja. Jasno je da tačnost ove numeričke tehnike zavisi od veličine vremenskog koraka. U našem kodu se zato vremenski korak određuje deljenjem srednjeg vremena elektrona između sudara (ili ciklotronskog perioda, zavisno šta je manje) velikim brojem, koji u praksi iznosi od 20 do 100.

Nakon određivanja trenutka sudara, vrsta sudarnog procesa  $k$  se određuje biranjem novog slučajnog broja iz uniformne raspodele, između 0 i 1, tako da važi

$$\sum_{j=0}^{k-1} P_j < \xi_2 < \sum_{j=0}^k P_j, \quad (7.25)$$

gde  $P_j$  označava relativnu verovatnoću za sudarni proces  $j$  koja se dobija kao odnos preseka za proces  $j$  i totalnog preseka na datoj energiji  $\epsilon$

$$P_j = \frac{\sigma_j(\epsilon)}{\sigma_T(\epsilon)}. \quad (7.26)$$

Treba imati u vidu i da se multi sudar ubraja u sudarne procese kada se koristi *null collision* tehnika.

### 7.3.3 Određivanje parametara rasejanja

Pravac rasejanog elektrona definisan je azimutalnim uglom  $\phi$  i uglom rasenja  $\theta$ . Smatra se da je azimutalni ugao uniformno raspodeljen u opsegu  $[0, 2\pi]$

$$\phi = 2\pi\xi_3, \quad (7.27)$$

gde je  $\xi_3$  novi slučajni broj sa uniformnom raspodelom između 0 i 1. U slučaju da je rasejanje anizotropno, ugao rasejanja se određuje na osnovu diferencijalnog preseka  $I(\epsilon, \theta)$ . Međutim, mi smatramo da je rasejanje izotropno za sve vrste sudara. Tada se ugao rasejanja određuje kao

$$\theta = \arccos(1 - 2\xi_4). \quad (7.28)$$

Za model izotropnog rasejanja, potrebno je koristiti tzv. *momentum transfer* preseke u pri proračunu kolizione frekvence za elastične sudare, a kod anizotropnog rasejanja se koristi totalni presek za elastično rasejanje. Pretpostavka izotropnog rasejanja je sasvim opravdana u slučaju električnih polja koja se koriste u gasnim detektorima čestica. Međutim, na visokim poljima gde rasejanje prema napred počinje da dominira, potrebno je uvesti korekcije koje uključuju ugaonu raspodelu pri elastičnim i neelastičnim sudarima (npr. metodom [130]). Osim pravca, elektron pri sudaru menja i energiju. Nakon elastičnog sudara, energija elektrona iznosi

$$\epsilon_1 = \epsilon \left[ 1 - \frac{2m}{M}(1 - \cos \theta) \right], \quad (7.29)$$

gde je  $\epsilon$  energija elektrona nakon sudara, a  $m$  i  $M$  su masa elektrona i molekula, respektivno. Pri neelastičnom sudaru, energija elektrona se dodatno umanjuje

$$\epsilon_1 = \epsilon - \epsilon_l, \quad (7.30)$$

za energiju  $\epsilon_l$  koja zavisi od vrste neelastičnog sudara. Nakon jonizacije, formira se novi elektron koji uzima deo preostale energije upadnog elektrona. Ovo deljenje

energije između elektrona nakon jonizacije se može obaviti na više načina, npr. tako da jedan uzme svu energiju drugi ništa, oba uzmu po polovinu energije, ili se ona deli prema poluempirijskoj formuli [131]. U našem kodu, energija koju jedan elektron preuzima se bira iz uniformne raspodele između 0 i celokupne preostale energije nakon jonizacije. Sve ove metode daju praktično iste rezultate na električnim poljima koja se koriste u gasnim detektorima čestica. Konačno, u slučaju zahvata elektrona pri sudaru, elektron se jednostavno uklanja iz simulacije.

## 7.4 Formiranje signala

Osnova za modelovanje razvoja signala kod detektora jeste Ramoova teorema, koja se obično naziva i Shockley–Ramoova teorema [132, 133]. Ova teorema se može iskazati na sledeći način. Posmatrajmo proizvoljan sistem uzemljenih elektroda. Trenutna struja kroz određenu elektrodu, indukovana usled prisustva pokretnog tačkastog naelektrisanja  $q$  van elektroda, data je sa

$$i(t) = -q \frac{\mathbf{E}_w(\mathbf{r}(t))}{V_w} \mathbf{v}(t), \quad (7.31)$$

gde su  $\mathbf{E}_w(\mathbf{r}(t))/V_w$ ,  $\mathbf{r}(t)$  i  $\mathbf{v}(t)$ , težinsko polje date elektrode u tački  $\mathbf{r}(t)$ , položaj i brzina tačkastog naelektrisanja, respektivno. Težinsko polje se dobija tako što se data elektroda postavi na potencijal  $V_w$  dok su ostale elektrode uzemljene, i zatim izračuna električno polje  $\mathbf{E}_w$ .

Ramoova teorema u svom izvornom obliku podrazumeva sistem uzemljenih elektroda što nije slučaj kod detektora. U realnosti, elektrode kod detektora su povezane kroz spoljašnje električno kolo a takođe se ne mogu zanemariti ni njihove međusobne kapacitivnosti. Međutim, struje izračunate pomoću (7.31) se mogu koristiti za proračun odziva detektora gde su elektrode povezane linearnim elementima [134] čak i u prisustvu provodnog medijuma [135]. Ipak, radi jednostavnosti, poput mnogih autora, podrazumevaćemo da su ispunjeni uslovi Ramoove teoreme i da se struja elektrode može dobiti pomoću (7.31). Obzirom da će biti analizirana jednostavna konstrukcija RPC detektora sa dve elektrode, njihove struje biće istog intenziteta a suprotnog znaka.

Kod gasnih detektora, pokretno naelektrisanje u gasu predstavljaaju elektroni i joni. Tada se ukupna indukovana struja dobija jednostavno principom superpozicije. Treba imati u vidu da je, obzirom na razlike u pokretljivosti elektrona i jona, elektronska komponenta indukovane struje često za dva do tri reda veličine veća od jonske komponente. Međutim, zbog lavinskog procesa multiplikacije, kod detektora

je jonska komponenta indukovanog naelektrisanja (integrala u vremenu indukovane struje) najčešće veća od elektronske komponente. Za navedeni primer RPC detektora ćemo posmatrati samo brzu elektronsku komponentu indukovanog signala — struje i naelektrisanja. U tom slučaju, elektronska komponenta struje iznosi

$$i(t) = \frac{e_0}{V_w} \mathbf{E}_w \mathbf{W}_F(t) N_e(t), \quad (7.32)$$

gde je  $\mathbf{W}_F(t)$  *flux* brzina drifta elektrona a  $N_e(t)$  ukupan broj elektrona u gasu.

# Poglavlje 8

## Rezultati Monte Karlo modelovanja RPC detektora

### 8.1 Ulazni podaci i parametri modela

Na ovom mestu daćemo pregled najvažnijih parametara modela koji se podrazumevaju u narednim odeljcima. Analiziramo RPC konfiguraciju koja se sastoji od jedne metalne i druge 3 mm debele staklene elektrode sa  $\epsilon_r = 8$ . Rastojanje između elektroda je 0.3 mm. Za ovu geometriju, težinsko polje  $E_w/V_w$  iznosi 1.48/mm.

Gasna smeša se sastoji od 85%  $C_2H_2F_4$ , 5%  $i-C_4H_{10}$  i 10%  $SF_6$ . Koncentracija molekula pozadinskog gasa iznosi  $N = 2.505 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$  i odgovara pritisku od 1 atm i temperaturi od 293 K. Radi poređenja, korišćeni su sledeći setovi preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ : 1) Šašić (2013), 2) Biagi (2010), i 3) Biagi (2005). Za  $i-C_4H_{10}$  korišćeni su preseki Biagi (1999) dok su za  $SF_6$  korišćeni preseki Itoh (1993). Svi navedeni setovi preseka, prikazani su u poglavlju 5.

Primarna jonizacija je generisana koristeći srednju vrednost od 7.5 klastera/mm za minimalno jonizujuće čestice (Slika 7.1) i raspodele veličine klastera prikazane na Slici 7.2. Brzina primarnih elektrona je određena prema Maxwelllovoj raspodeli brzina sa srednjom vrednošću koja odgovara energiji od 1 eV.

Rezultati simulacije su upoređeni sa onima koje predviđa analitički model za funkcije raspodele vremena odziva [46]. Ovaj analitički model pokazuje da se, osim u slučaju malih pragova (npr. manje od 1000 elektrona), funkcija raspodele vremena

Tabela 8.1: Izračunati  $S = (\alpha - \eta)w$  i  $k = \eta/\alpha$  parametri za gasnu smešu od 85%  $C_2H_2F_4$  + 5%  $i-C_4H_{10}$  + 10%  $SF_6$ . Proračuni su vršeni Monte Karlo tehnikom koristeći tri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ . Maksimalne nesigurnosti određivanja  $S$  i  $k$  iznose 0.05 i 0.01, respektivno.

$E/N$ (Td)	Šašić (2013)		Biagi (2010)		Biagi (2005)	
	$S$ ( $10^{10} \text{ s}^{-1}$ )	$k$	$S$ ( $10^{10} \text{ s}^{-1}$ )	$k$	$S$ ( $10^{10} \text{ s}^{-1}$ )	$k$
359	1.27	0.20	1.40	0.16	1.66	0.16
385	1.62	0.16	1.77	0.13	2.14	0.13
412	2.01	0.13	2.20	0.10	2.68	0.10
439	2.43	0.11	2.67	0.08	3.26	0.08

odziva može napisati u obliku

$$\rho(n_{th}, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{|z|=r} \frac{\exp(n_{cl}F(z)) - 1}{\exp(n_{cl}) - \exp(n_{cl}F(1/k))} \frac{(1 - k^2)n_{th}S}{(1 - kz)^2} \cdot \exp\left(-St - n_{th} \frac{(1 - k)(1 - z)}{1 - kz} \exp(-St)\right) dz, \quad (8.1)$$

gde su  $n_{th}$  i  $n_{cl}$ , prag izražen kroz broj elektrona i srednji broj primarnih klastera (koji u našoj simulaciji iznosi  $2.25 = 7.5/\text{mm} \cdot 0.3 \text{ mm}$ ), respektivno;  $F(z)$  i  $S = (\alpha - \eta)w$  predstavljaju  $Z$ -transformaciju raspodele veličine klastera sa poluprečnikom konvergencije  $r_F$  i efektivnu brzinu jonizacije, respektivno;  $\alpha$  i  $\eta$  su koeficijenti jonizacije i zahvata, respektivno;  $w$  označava *flux* brzinu drifta dok je  $k = \eta/\alpha$ . Integracija se vrši po kružnici poluprečnika  $r_F < r < 1/k$ . Na osnovu izraza (8.1), može se lako pokazati da oblik funkcije raspodele vremena odziva ne zavisi od nivoa praga. Prag samo utiče na translaciju ove funkcije u vremenu. Stoga vremenska rezolucija zapravo ne zavisi od visine praga. Ova činjenica je uočena i u brojnim eksperimentima [35]. Sa druge strane, treba imati u vidu da ovaj analitički model ne uzima u obzir difuziju, elektrode tj. ograničen prostor, kao ni efekte prostornog naelektrisanja. Prilikom prikazivanja poređenja sa simuliranim raspodelama, teorijske raspodele (8.1) biće pomerene u vremenu tako da očekivano vreme odziva odgovara srednjem vremenu odziva simuliranih događaja. U Tabeli 8.1 dati su  $S$  i  $k$  parametri izračunati našom Monte Karlo tehnikom, sa različitim presecima za  $C_2H_2F_4$  u smeši, i za nekoliko vrednosti redukovano električnog polja.

Analitički model (8.1) se zasniva na Leglerovoj teoriji fluktuacija u rastu elektronskih lavina [48] koja se koristi u mnogim drugim analitičkim i numeričkim modelima [36]. Prema ovoj teoriji, verovatnoća da lavina nastala od jednog elektrona

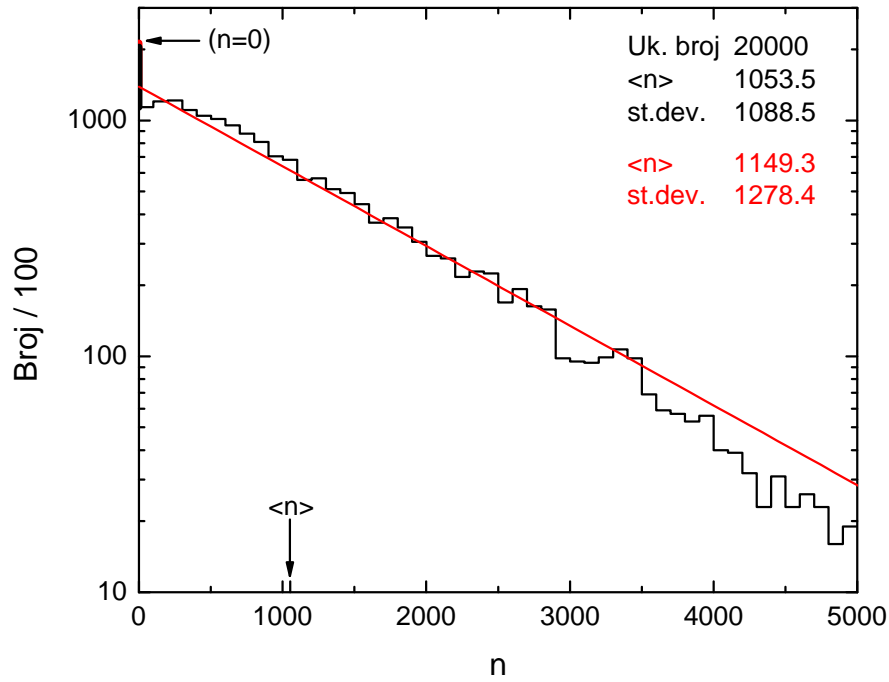
ima  $n$  elektrona nakon pređenog puta  $x$ , data je sa

$$P(n,x) = \begin{cases} k \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k}, & n = 0 \\ \bar{n}(x) \left( \frac{1 - k}{\bar{n}(x) - k} \right)^2 \left( \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k} \right)^{n-1}, & n > 0 \end{cases}, \quad (8.2)$$

gde je  $\bar{n}(x) = \exp((\alpha - \eta)x)$  očekivana veličina lavine nakon pređenog puta  $x$ . Ova raspodela ima karakterističan eksponencijalni oblik koji je eksperimentalno potvrđen za mnoge gasove pri malim jačinama električnih polja. Međutim, na višim električnim poljima primećeno je odstupanje od eksponencijalne zavisnosti [136]. Ovo odstupanje se pripisuje aproksimaciji konstantne verovatnoće za jonizaciju na kojoj se zasniva Leglerov model . Takođe, treba imati u vidu da  $x$  predstavlja poziciju centra mase lavine te stoga  $\alpha$  i  $\eta$  treba smatrati kao „bulk“ koeficijente, odnosno računati ih pomoću *bulk* brzine drifta. Ipak, ako se verovatnoća  $P(n,x)$  posmatra kao da zavisi od vremena  $P(n,x(t))$  slično kao kod (8.1), tada nigde ne figurišu *bulk* i *flux* transportni koeficijenti jer se  $\bar{n}$  svodi na  $\bar{n}(t) = \exp(St)$  gde je  $S$  efektivna brzina jonizacije.

## 8.2 Lavine započete jednim elektronom

U ovom odeljku, razmotrićemo rezultate simulacija koje se sastoje od 20000 događaja tj. lavina u neograničenom prostoru započetih jednim elektronom. Rezultati za raspodele veličine lavina (Slika 8.1) su korisni zbog poređenja sa Leglerovom teorijom fluktuacija elektronskih lavina koja se često koristi kao osnova mnogih modela RPC detektora [36]. Prikazani rezultati pokazuju odstupanje od očekivane eksponencijalne zavisnosti (8.2). Ovo odstupanje je najizraženije za male veličine lavina i posledica je aproksimacije konstantne verovatnoće za jonizaciju, odnosno jonizacionog koeficijenta, što se podrazumeva kod Leglerovog modela. U stvarnosti, jonizacioni koeficijent varira tokom razvoja lavine, pogotovo u početnoj fazi kada lavina sadrži samo jedan ili nekoliko elektrona. Bez ulaženja u dublju analizu, treba napomenuti da je bilo nekoliko pokušaja da se zaobiđe ova aproksimacije i koriguje Leglerova teorija [137]. Nažalost, ni jedan od ovih pokušaja nije omogućio dobijanje rešenja za funkciju raspodele u zatvorenom analitičkom obliku. Sa druge strane, mikroskopski Monte Karlo pristup se ne zasniva na ovakvim aproksimacijama jer fluktuacije u rastu lavine prirodno proizilaze iz stohastičkog karaktera sudara između elektrona i molekula gasa. Ovo je ključna razlika između našeg modela i ostalih RPC modela



Slika 8.1: Raspodela veličina lavina u trenutku  $t = 290$  ps. Naš model (crno), Leglerov model (crveno). U proračunima su korišćeni preseci za  $C_2H_2F_4$  Šašić (2013).  $E/N = 439$  Td.

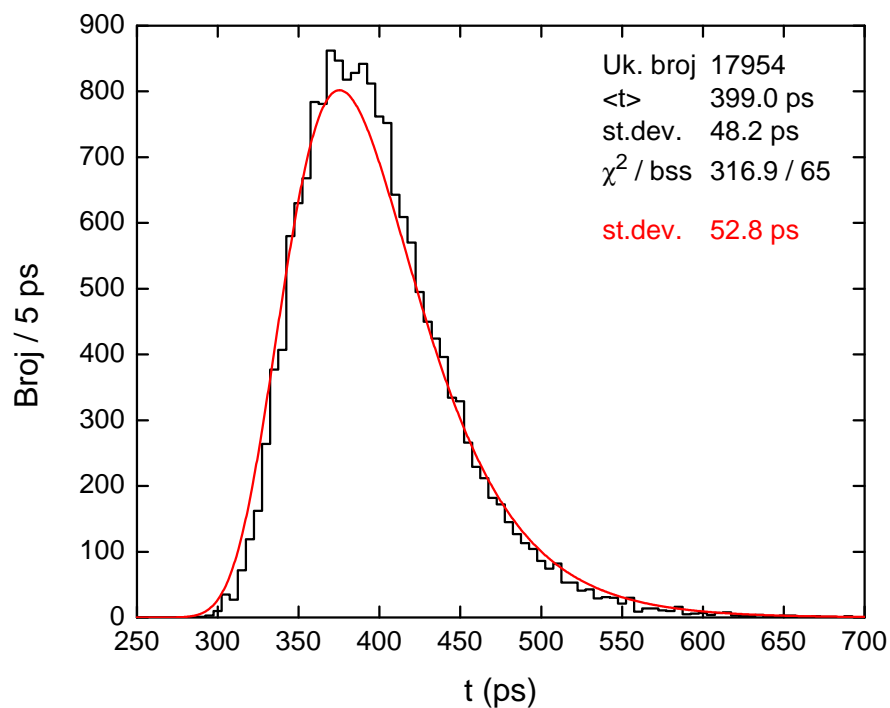
zasnovanih na teorijskim ili poluempirijskim funkcijama raspodele veličina lavina (npr. Leglerov ili Polya model).

Slika 8.2 prikazuje raspodelu vremena odziva za prag od 10000 elektrona. Teorijske raspodele su izračunate koristeći funkcije raspodele vremena odziva za slučaj lavina iniciranih jednim elektronom [46]:

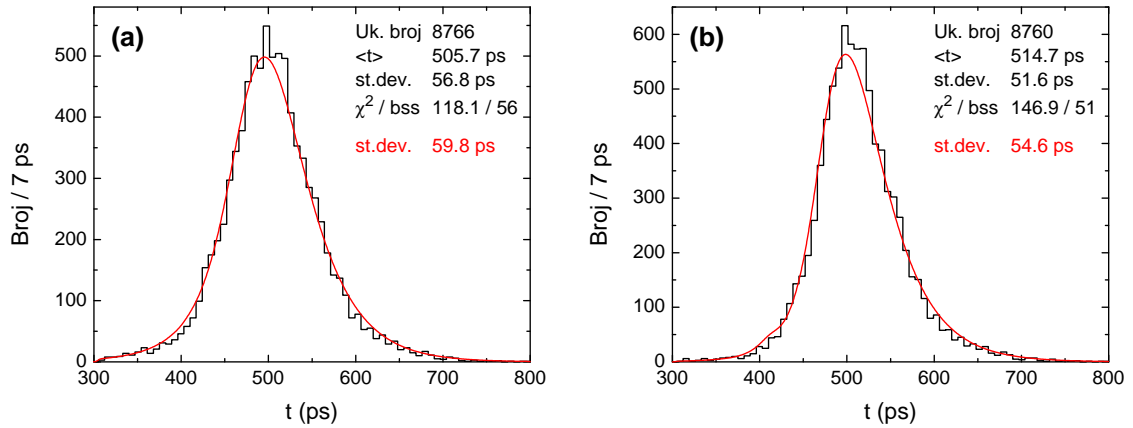
$$\rho(n_{th}, t) = \frac{n_{th} S (1 - k)}{1 - \exp(-n_{th} (1 - k))} \exp(-St - n_{th} (1 - k) \exp(-St)) . \quad (8.3)$$

Malo odstupanje of teorijske raspodele se može pripisati istom uzroku kao u slučaju neslaganja raspodela veličina lavina iz prethodnog pasusa. Obzirom da je odgovarajuća teorijska raspodela veličina lavina „šira“ (tj. ima veće standardno odstupanje) od simulirane, može se očekivati slično ponašanje za raspodelu vremena odziva, što je upravo i slučaj. Takođe, su obavljani i testovi sa različitim srednjim energijama za raspodelu primarnih elektrona pri čemu je srednja energija uzeta da odgovara onoj iz kasne faze razvoja lavine (6.7 eV). Test je pokazao da veća energija početnih elektrona ima zanemarljiv efekat na standardno odstupanje vremena odziva (koje je bilo manje za 0.2 ps) dok je broj lavina koje su dostigle prag bio nešto veći (18350). Ovo poslednje se moglo očekivati poznajući preseke za zahvat elektrona prema kojima





Slika 8.2: Raspodela vremena odziva za lavine inicirane jednim elektronom. Proračuni su vršeni sa presecima za  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  Šašić (2013). Prag iznosi 10000 elektrona.  $E/N = 439$  Td.

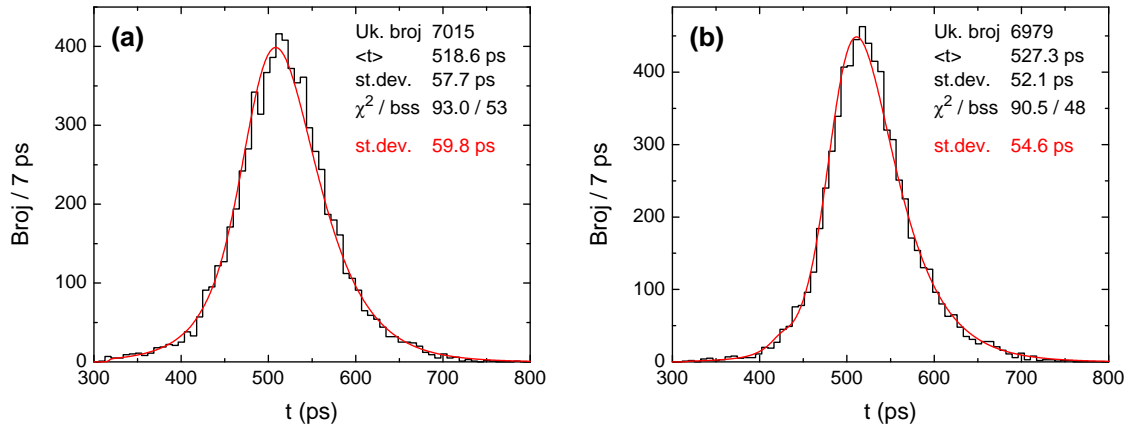


Slika 8.3: Raspodele vremena odziva za lavine započete primarnom jonizacijom generisanom pomoću (a)  $1/n^2$ , (b) HEED raspodele veličine klastera. Lavine se razvijaju u neograničenom prostoru. Prag iznosi  $10^6$  elektrona. Proračuni su vršeni sa preseccima za  $C_2H_2F_4$  Šašić (2013).  $E/N = 439$  Td.

elektroni većih energija najčešće imaju manju verovatnoću da budu zahvaćeni.

### 8.3 Lavine započete primarnom jonizacijom

Razmotrimo slučaj lavina započelih primarnom jonizacijom koje se razvijaju u neograničenom prostoru. Primarna jonizacija je generisana prema modelu opisanom u odeljku 7.2. Simulacije od po 10000 događaja su izvedene za HEED kao i za  $1/n^2$  model raspodele veličine klastera. Slika 8.3 prikazuje raspodelu vremena odziva za prag od  $10^6$  elektrona. Teorijske raspodele su dobijene pomoću modela (8.1). Nešto veća standardna odstupanja teorijskih raspodela su razmotrena u prethodnom odeljku. Takođe, vidi se da je rep raspodele u  $1/n^2$  slučaju deblji nego u slučaju kada se koristi HEED raspodela veličina klastera. Ovo se moglo očekivati obzirom da rep na levoj strani predstavlja najbrže događaje u koje uglavnom spadaju oni sa velikom primarnom jonizacijom, a velika primarna jonizacija je verovatnija kod  $1/n^2$  raspodele veličine klastera (Slika 7.2). Na isti način se može objasniti i razlika između standardnih odstupanja kod  $1/n^2$  i HEED slučaja.

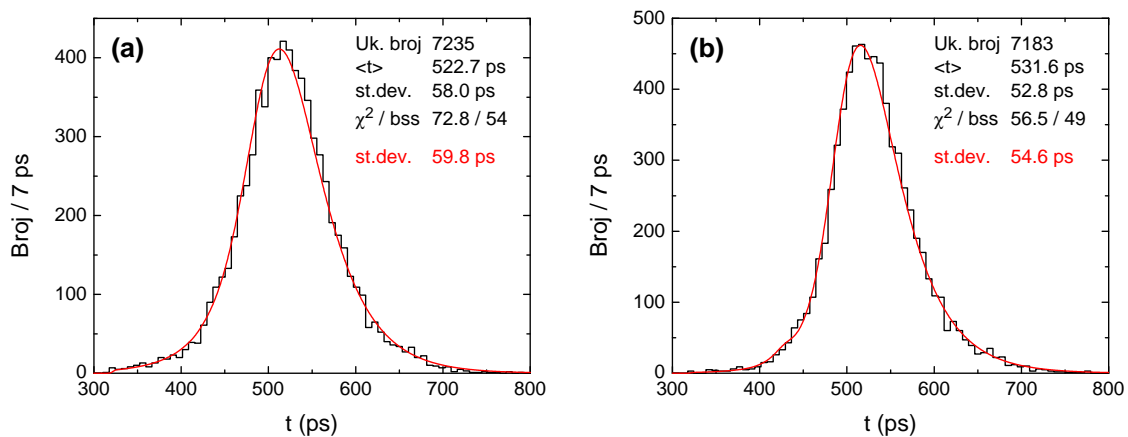


Slika 8.4: Raspodele vremena odziva za lavine započete primarnom jonizacijom generisanom pomoću (a)  $1/n^2$ , (b) HEED raspodele veličine klastera. Rastojanje između elektroda je 0.3 mm. Prag iznosi  $10^6$  elektrona. Proračuni su rađeni sa presecima za  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  Šašić (2013).  $E/N = 439$  Td.

## 8.4 Pun model sa primarnom jonizacijom i granicama

Razmotrimo sada uticaj granica tj. elektroda sa rastojanjem od 0.3 mm. Lavine inicirane primarnom jonizacijom kreću se ka anodi pod dejstvom električnog polja. Apsorbujuća anoda implementirana je tako da se elektron koji dođe do nje uklanja iz simulacije. Slika 8.4 prikazuje dobijene rezultate za raspodelu vremena odziva uz prag od  $10^6$  elektrona. Kako se simulacije takođe sastoje od 10000 događaja, možemo uporediti broj događaja koji je dostigao prag sa onim iz prethodnog slučaja bez elektroda. Poređenjem se jasno vidi „apsorbujuće“ dejstvo anode. Takođe, nešto veća standardna odstupanja se mogu pripisati neodređenosti položaja klastera, naročito onih najbližih anodi koji će prvi biti apsorbovani.

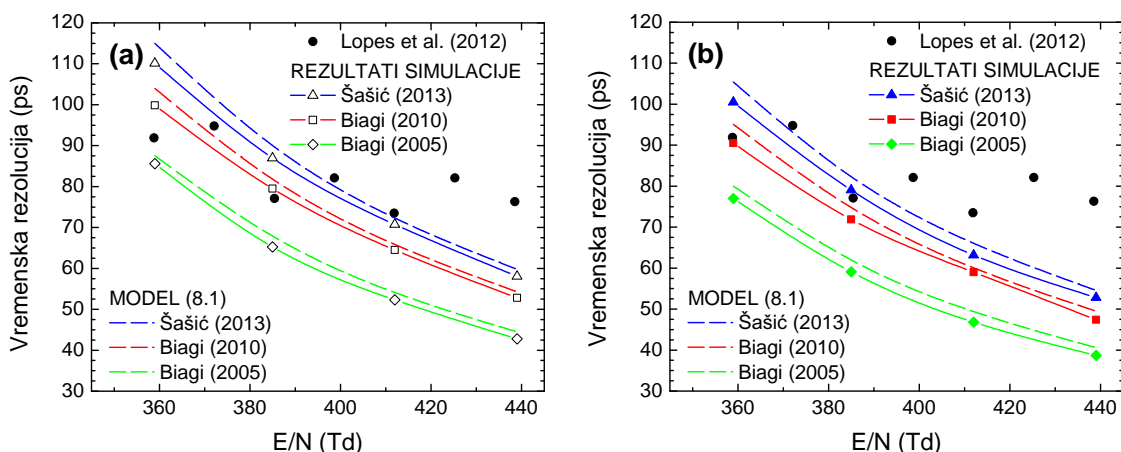
Isti proračuni su vršeni i sa pragom zadatim sa 2 fC indukovanog naelektrisanja. Ovaj prag otprilike odgovara broju od  $10^6$  elektrona između elektroda, u trenutku dostizanja praga. U ovom slučaju, mogu se očekivati nešto drugačiji rezultati pod uticajem granica jer je prag zadat indukovanim naelektrisanjem koje se dobija kao integral indukovane struje (srazmerne broju elektrona između elektroda). Ipak, rezultati pokazuju da je samo broj događaja koji je dostigao prag nešto veći nego u slučaju kada je prag zadat brojem od  $10^6$  elektrona (Slika 8.5). Moguće objašnjenje leži u kumulativnom karakteru indukovanog naelektrisanja usled čega se doprinos lavina koje su apsorbovane na anodi ne gubi u potpunosti kao da ih nije ni bilo.



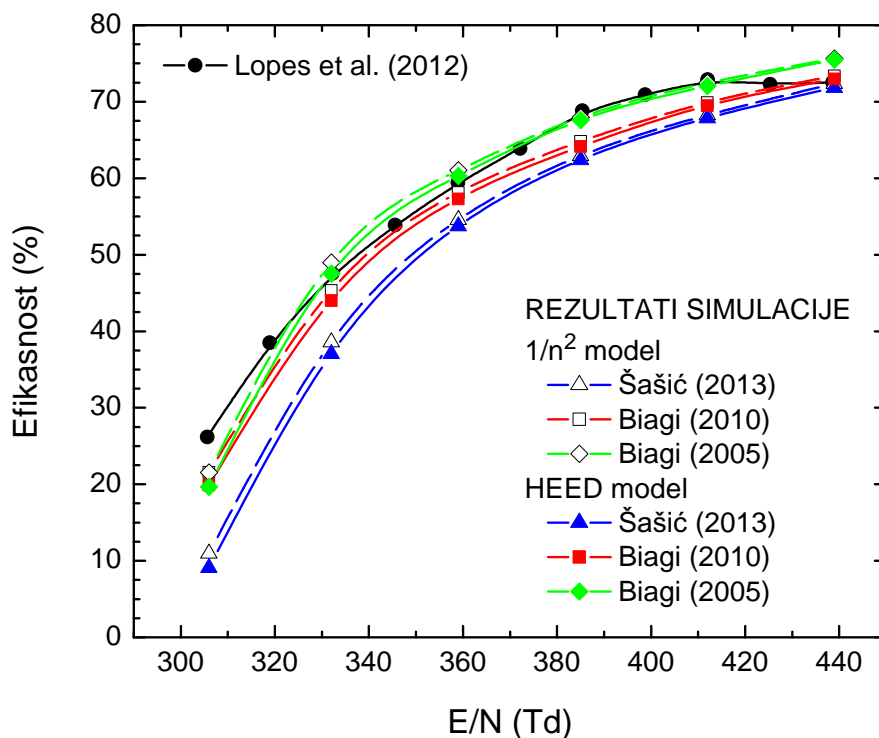
Slika 8.5: Raspodele vremena odziva za lavine započete primarnom jonizacijom generisanom pomoću (a)  $1/n^2$ , (b) HEED raspodele veličine klastera. Rastojanje između elektroda je 0.3 mm. Prag iznosi 2 fC indukovanog naelektrisanja. Proračuni su rađeni sa presecima za  $C_2H_2F_4$  Šašić (2013).  $E/N = 439$  Td.

Naprotiv, one doprinose ukupnom signalu tako da ostale lavine, koje su možda i previše male ili previše blizu anodi da bi samostalno dostigle prag, takođe doprinose kroz ukupni signal koji na kraju dostiže prag.

Konačno, rezultati za vremensku rezoluciju i efikasnost detekcije RPC detektora, prikazani su na Slikama 8.6 i 8.7, respektivno. Proračuni su rađeni u širem opsegu električnih polja, za različite setove preseka za  $C_2H_2F_4$ , kao i različite modele raspodele veličine klastera. Za svaki skup parametara simulirano je 10000 događaja sa pragom od 2 fC. Vremenska rezolucija je računata kao standardno odstupanje vremena odziva dok je efikasnost detekcije procenat događaja koji su dostigli prag signala. Rezultati su upoređeni sa eksperimentalnim vrednostima iz Lopes et al. (2012) [138], koje pokazuju određene fluktuacije verovatno uzrokovane mernom nesigurnošću. Takođe, izmerene vremenske rezolucije i efikasnosti pokazuju efekat zasićenja na višim električnim poljima, što se ne vidi u izračunatim vrednostima. Teorijske vremenske rezolucije, računata modelom (8.1), se dobro slažu sa onima dobijenim simulacijom. Razlika između rezultata dobijenih sa različitim presecima za  $C_2H_2F_4$  je očekivana imajući u vidu da je efektivna brzina jonizacije dominantan faktor u modelu vremenske rezolucije i efikasnosti [36, 43]. Nešto veća efikasnost kod  $1/n^2$  modela je posledica veće srednje veličine klastera nego u slučaju HEED modela raspodele veličine klastera. Treba napomenuti da testovi sa različitim srednjim energijama primarnih elektrona nisu pokazali uticaj na vremensku rezoluciju, dok su efikasnosti bile veće za 1–2% kada je srednja energija elektrona iznosila 10 eV.



Slika 8.6: Vremenska rezolucija izračunata korišćenjem različitih setova preseka za  $C_2H_2F_4$ , kao i različitih raspodela veličine klastera: (a)  $1/n^2$ , (b) HEED. Rezultati su prikazani uporedno sa eksperimentalnim vrednostima iz Lopes et al. (2012) [138], kao i teorijskim vrednostima na osnovu modela (8.1).



Slika 8.7: Efikasnost detekcije izračunata korišćenjem različitih setova preseka za  $C_2H_2F_4$ , kao i različitih raspodela veličine klastera: (a)  $1/n^2$ , (b) HEED. Rezultati su prikazani uporedno sa eksperimentalnim vrednostima iz Lopes et al. (2012) [138].

# Poglavlje 9

## Fluidno modelovanje RPC detektora

### 9.1 Teorijska razmatranja

#### 9.1.1 Klasičan fluidni model prvog reda

Fluidni modeli zasnovani na fluidnim jednačinama mogu se izvesti na osnovu prvih principa ili putem momentnih jednačina dobijenih integracijom Boltzmannove jednačine. U ovom odeljku biće izložen drugi navedeni pristup, slično kao što je to urađeno u [139].

U mnogim praktičnim primenama, kao što je analiza jonizacionog fronta ili razvoj strimera na vremenskoj skali elektrona, dinamika jona se može zanemariti. Takođe, razmatramo slučaj bez prisustva magnetskog polja. Množeći Boltzmannovu jednačinu (3.1) za elektrone sa  $\phi(\mathbf{c})$ , integracijom u brzinskom prostoru dobijaju se momentne jednačine balansa oblika

$$\partial_t (n\langle\phi(\mathbf{c})\rangle) + \nabla \cdot (n\langle\mathbf{c}\phi(\mathbf{c})\rangle) - n\frac{e}{m}\mathbf{E} \cdot \langle\nabla_{\mathbf{c}}\phi(\mathbf{c})\rangle = C_\phi, \quad (9.1)$$

gde je sa  $\langle\rangle$  označeno usrednjavanje po brzinskom prostoru dok  $C_\phi$  predstavlja kolizioni član dat sa

$$C_\phi = - \int \phi(\mathbf{c})J(f)d\mathbf{c}. \quad (9.2)$$

U izvođenju člana  $\langle\nabla_{\mathbf{c}}\phi(\mathbf{c})\rangle$  sa negativnim znakom, primenjena je parcijalna integracija po  $\mathbf{c}$ . Brzinski „momenti“ funkcije raspodele dati su sa

$$\langle\phi(\mathbf{c})\rangle = \frac{1}{n(\mathbf{r},t)} \int \phi(\mathbf{c})f(\mathbf{r},\mathbf{c},t)d\mathbf{c}, \quad (9.3)$$

gde

$$n(\mathbf{r},t) = \int f(\mathbf{r},\mathbf{c},t) d\mathbf{c}, \quad (9.4)$$

predstavlja koncentraciju elektrona.

Uzimajući za  $\phi(\mathbf{c})$  redom  $1, m\mathbf{c}, \frac{1}{2}m\mathbf{c}^2, \frac{1}{2}m\mathbf{c}^2\mathbf{c}, \dots$  na osnovu jednačine (9.1) dobija se beskonačan niz momentnih jednačina čije bi rešenje bilo ekvivalentno funkciji raspodele  $f$ . U praksi se ovaj niz odseca nakon određene momentne jednačine i zatvara uz neke pretpostavke. Jasno je da se na ovaj način gube pojedine informacije koje daje Boltzmannova jednačina.

Sada ćemo razmotriti klasičan fluidni model prvog reda kao aproksimaciju dobijenu na osnovu Boltzmannove jednačine. Iz jednačine (9.1), uzimanjem  $\phi(\mathbf{c}) = 1$  i  $m\mathbf{c}$ , redom se dobijaju jednačina kontinuiteta i jednačina balansa impulsa,

$$\partial_t n + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = C_1, \quad (9.5)$$

$$\partial_t(nm\mathbf{v}) + \nabla \cdot (nm\langle\mathbf{c}\mathbf{c}\rangle) - ne\mathbf{E} = C_{m\mathbf{c}}, \quad (9.6)$$

gde je  $\mathbf{v} = \langle\mathbf{c}\rangle$  srednja lokalna brzina elektrona. Brzina se može predstaviti kao zbir srednje brzine  $\mathbf{v}$  i slučajne brzine  $\mathbf{c} - \mathbf{v}$  sa nultom srednjom vrednošću ( $\langle\mathbf{c} - \mathbf{v}\rangle = 0$ ). Uvođenjem tenzora pritiska

$$\mathbf{P} = nm\langle(\mathbf{c} - \mathbf{v})(\mathbf{c} - \mathbf{v})\rangle, \quad (9.7)$$

jednačina (9.6) se svodi na

$$\partial_t(nm\mathbf{v}) + \nabla \cdot (nm\mathbf{v}\mathbf{v}) + \nabla \cdot \mathbf{P} - ne\mathbf{E} = C_{m\mathbf{c}}, \quad (9.8)$$

pri čemu je korišćen sledeći identitet

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (nm\langle\mathbf{c}\mathbf{c}\rangle) &= \nabla \cdot [nm(\mathbf{v}\mathbf{v} + \mathbf{v}\langle\mathbf{c} - \mathbf{v}\rangle + \langle\mathbf{c} - \mathbf{v}\rangle\mathbf{v} + \langle(\mathbf{c} - \mathbf{v})(\mathbf{c} - \mathbf{v})\rangle)] \\ &= \nabla \cdot (nm\mathbf{v}\mathbf{v}) + \nabla \cdot (nm\langle(\mathbf{c} - \mathbf{v})(\mathbf{c} - \mathbf{v})\rangle). \end{aligned} \quad (9.9)$$

Drugi član na levoj strani jednačine (9.8) se može razviti kao

$$\nabla \cdot (nm\mathbf{v}\mathbf{v}) = nm(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \mathbf{v}[\nabla \cdot (nm\mathbf{v})]. \quad (9.10)$$

Zamenom (9.10) u (9.8), uz korišćenje jednačine kontinuiteta (9.5) i uvođenje konvektivnog izvoda

$$\frac{d}{dt} = \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla, \quad (9.11)$$

koji predstavlja brzinu promene u referentnom sistemu koji se kreće srednjom brzinom elektrona  $\mathbf{v}$ , jednačina za balans impulsa se svodi na

$$nm\frac{d\mathbf{v}}{dt} = ne\mathbf{E} - \nabla \cdot \mathbf{P} + C_{m\mathbf{c}} - m\mathbf{v}C_1. \quad (9.12)$$

Ova jednačina ima jasan fizički smisao: brzina promene srednje brzine elektrona potiče od sile usled električnog polja, zatim sile usled pritiska, i unutrašnjih sila koje potiču od sudarnih interakcija sa molekulima neutralnog gasa.

Ako se pretpostavi da je raspodela slučajnih brzina izotropna, dijagonalni elementi tenzora pritiska  $\mathbf{P}$  su jednaki skalarnom kinetičkom pritisku  $p$ ,

$$\mathbf{P} \approx p \mathbf{I} = nkT \mathbf{I}, \quad (9.13)$$

gde je  $\mathbf{I}$  jedinični tenzor,  $k$  Boltzmannova konstanta a  $T$  temperatura elektrona. Treba istaći da je pretpostavka izotropnosti pritiska i fluktuacija brzine nije sasvim opravdana kod vrha strimera, gde se usled jakog električnog polja slučajno širenje elektrona u pravcu polja može bitno razlikovati od bočnog širenja.

Sledeća pretpostavka odnosi se na kolizioni član. Izraz koji se često koristi za transfer impulsa pri sudarima

$$C_{mc} = -nm\nu_{\text{eff}}\mathbf{v}, \quad (9.14)$$

podrazumeva da je sila po jedinici zapremine, koja deluje na elektrone kao posledica sudara sa molekulima gasa, srazmerna srednjoj brzini elektrona. Konstanta proporcionalnosti se naziva efektivna koliziona frekvencija za transfer impulsa. Zanemarujući transfer impulsa u nekonzervativnim sudarima (što je često dobra aproksimacija), uz ovu pretpostavku jednačina balansa impulsa (9.12) se svodi na

$$nm\frac{d\mathbf{v}}{dt} = ne\mathbf{E} - \nabla p - nm\nu_{\text{eff}}\mathbf{v}. \quad (9.15)$$

Ako je brzina promene impulsa  $(d_t\mathbf{v})/\mathbf{v}$  manja od brzine za transfer impulsa  $\nu_{\text{eff}}$ , i ako se gradijenti energije elektrona mogu zanemariti, dobija se sledeći izraz za srednji fluks (tj. gustinu fluksa) elektrona

$$\mathbf{\Gamma} = n\mathbf{v} = n\mu\mathbf{E} - D\nabla n, \quad (9.16)$$

gde su mobilnost i difuziona konstanta dati sa

$$\mu = \frac{e}{m\nu_{\text{eff}}}, \quad D = \frac{kT}{m\nu_{\text{eff}}}, \quad (9.17)$$

ako je sistem u blizini ravnoteže, odnosno ako važi Nernst-Townsend-Einsteinova relacija

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (9.18)$$

Stacionarni oblik jednačine (9.15) je prihvatljiva aproksimacija obzirom da je efektivna vremenska konstanta za transfer impulsa na atmosferskom pritisku  $\frac{1}{\nu_{\text{eff}}}$  najčešće



mного manja od vremena u kome se događaju lokalne varijacije električnog polja duž strimera [140,141].

Dalje od ravnotežnog stanja, na primer u glavi strimera gde postoji jako električno polje, fluktuacije brzine elektrona su očigledno anizotropne i stoga u ovom slučaju aproksimacija (9.13) nije opravdana. Razmotrimo još jednom poseban slučaj gde je srednja brzina elektrona stacionarna. Zanimajući transfer impulsa u nekonzervativnim sudarima, iz jednačine (9.12) dobija se

$$mn\nu_{\text{eff}}\mathbf{v} = en\mathbf{E} - \nabla \cdot \mathbf{P}, \quad (9.19)$$

dok je fluks dat sa

$$\mathbf{\Gamma} = n\mu\mathbf{E} - \frac{1}{\nu_{\text{eff}}}\nabla \cdot [n\langle(\mathbf{c} - \mathbf{v})(\mathbf{c} - \mathbf{v})\rangle]. \quad (9.20)$$

Poređenjem gornje jednačine sa (9.16), očigledno je da veličina

$$\mathbf{D}^* = \frac{\langle(\mathbf{c} - \mathbf{v})(\mathbf{c} - \mathbf{v})\rangle}{\nu_{\text{eff}}} \quad (9.21)$$

podseća na difuzioni tenzor koji se često koristi u drift-difuzionoј aproksimaciji umesto difuzione konstante. Ipak fizička interpretacija ove veličine nije sasvim jasna [139]. Iako ova veličina podrazumeva anizotropiju temperaturskog tenzora, ona se svodi da difuzionu  $D$  konstantu kada efektivna frekvencija za transfer impulsa  $\nu_{\text{eff}}$  ne zavisi od energije. Ipak, ova generalizacija difuzione konstante u difuzioni tenzor je dobrodošla u modelovanju strimera zbog izrazite anizotropije difuzionog tenzora u određenim gasovima, kao i usled odstupanja funkcije raspodele brzina elektrona od Maxwellove raspodele u nekim oblastima duž strimera.

Kada se gornja aproksimacija uvrsti u jednačinu (9.5), dobija se poznata drift-difuziona jednačina sa reakcijama koja opisuje transport naelektrisanih čestica.

$$\partial_t n + \nabla \cdot (\mu(\mathbf{E})\mathbf{E}n - \mathbf{D}(\mathbf{E}) \cdot \nabla n) = C_1. \quad (9.22)$$

Kod ove jednačine, oblik izvornog člana je otvoreno pitanje. Sa druge strane, ova jednačina se obično ne izvodi iz Boltzmannove jednačine već se uvodi fenomenološki polazeći od oblika jednačine kontinuiteta sa izvornim članom. U okviru klasičnog modela, smatra se da izvorni član zavisi od lokalne koncentracije čestica i lokalnog električnog polja. Konačno, najjednostavniji oblik fluidnog modela, koji se naziva klasičan fluidni model ili fluidni model prvog reda, dat je jednačinama

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{D} \cdot \nabla n) - \nabla \cdot (\mu n \mathbf{E}) + n(\nu_i - \nu_a), \quad (9.23)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n\nu_i, \quad (9.24)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = n\nu_a, \quad (9.25)$$

koje su aproksimacijom lokalnog električnog polja spregnute sa Poissonovom jednačinom,

$$\nabla^2 \phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n - n_p + n_n), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi. \quad (9.26)$$

gde su  $n_p$  i  $n_n$  koncentracije pozitivnih i negativnih jona,  $\nu_i$  i  $\nu_a$  kolizijske frekvence za sudarnu jonizaciju i zahvat, dok je  $\phi$  potencijal električnog polja.

### 9.1.2 Model zasnovan na hidrodinamičkoj aproksimaciji

Pođimo od jednačine kontinuiteta

$$\frac{\partial n_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = S(\mathbf{r}, t), \quad (9.27)$$

gde je  $n_e(\mathbf{r}, t)$  koncentracija elektrona,  $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = n_e \langle \mathbf{v} \rangle$  gustina fluksa elektrona,  $\langle \mathbf{v} \rangle$  srednja brzina elektrona a  $S(\mathbf{r}, t)$  predstavlja brzinu nastajanja elektrona po jedinici zapremine usled nekonzervativnih sudara. Van elektroda, izvora i ponora elektrona, može se pretpostaviti da važe hidrodinamički uslovi. Pod ovim uslovima, prostorno-vremenska zavisnost funkcije raspodele elektrona u faznom prostoru, kao i ostale transportne veličine, mogu se izraziti preko linearnih funkcionala koncentracije  $n_e(\mathbf{r}, t)$ . Ovakva funkcionalna zavisnost između fazne funkcije raspodele i koncentracije elektrona u slučaju malih gradijenata koncentracije naziva se hidrodinamička aproksimacija [21]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{c}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} f^{(k)}(\mathbf{c}) \odot (-\nabla)^k n_e(\mathbf{r}, t), \quad (9.28)$$

gde su  $f^{(k)}(\mathbf{c})$  tenzori ranga  $k$  dok  $\odot$  označava tenzorsku kontrakciju  $k$ -tog reda. Pretpostavljajući ovakvu funkcionalnu zavisnost, gustina fluksa  $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t)$ , kao i izvorni član  $S(\mathbf{r}, t)$  u jednačini kontinuiteta (9.27) mogu se razviti zaključno sa članovima drugog reda

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{W}_F n_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{D}_F \cdot \nabla n_e(\mathbf{r}, t), \quad (9.29)$$

$$S(\mathbf{r}, t) = S^{(0)} n_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{S}^{(1)} \cdot \nabla n_e(\mathbf{r}, t) + \mathbf{S}^{(2)} : \nabla \nabla n_e(\mathbf{r}, t), \quad (9.30)$$

gde  $\mathbf{W}_F$  i  $\mathbf{D}_F$  predstavljaju *flux* brzinu drifta i *flux* difuzioni tenzor, respektivno. Zamenom izraza za gustinu fluksa (9.29) i izvornog člana (9.30) u jednačinu kontinuiteta (9.27) dobija se

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{W}_F n_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{D}_F \cdot \nabla n_e(\mathbf{r}, t)) &= S^{(0)} n_e(\mathbf{r}, t) \\ &- \mathbf{S}^{(1)} \cdot \nabla n_e(\mathbf{r}, t) + \mathbf{S}^{(2)} : \nabla \nabla n_e(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (9.31)$$

Prethodna jednačina može se napisati u obliku

$$\frac{\partial n_e(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{W}_B n_e(\mathbf{r},t) - \mathbf{D}_B \cdot \nabla n_e(\mathbf{r},t)) = S^{(0)} n_e(\mathbf{r},t) + \nabla \mathbf{S}^{(1)} n_e - \nabla \mathbf{S}^{(2)} \nabla n_e, \quad (9.32)$$

gde su

$$\mathbf{W}_B = \mathbf{W}_F + \mathbf{S}^{(1)} \quad (\text{bulk brzina drifta}), \quad (9.33)$$

$$\mathbf{D}_B = \mathbf{D}_F + \mathbf{S}^{(2)} \quad (\text{bulk difuzioni tenzor}). \quad (9.34)$$

Ako se pretpostavi da je

$$\nabla \mathbf{S}^{(1)} n_e - \nabla \mathbf{S}^{(2)} \nabla n_e \approx 0, \quad (9.35)$$

jednačina (9.32) svodi se na

$$\frac{\partial n_e(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{W}_B n_e(\mathbf{r},t) - \mathbf{D}_B \cdot \nabla n_e(\mathbf{r},t)) = S^{(0)} n_e(\mathbf{r},t), \quad (9.36)$$

što je zapravo drift-difuziona jednačina istog oblika kao u slučaju klasičnog fluidnog modela prvog reda, samo sa *bulk* transportnim koeficijentima umesto *flux* transportnih koeficijenata. Navedena pretpostavka je u potpunosti ispunjena kada je električno polje prostorno homogeno, na primer u toku lavinske faze razvoja strimera u RPC detektoru. U narednom poglavlju, pokazaćemo da ova pretpostavka ipak ima i širu oblast važenja koja obuhvata i kasnije faze razvoja strimera u RPC detektoru.

Jednačine (9.23), (9.36), i (9.31), u sprezi sa Poissonovom jednačinom uz aproksimaciju lokalnog električnog polja, predstavljaju osnove fluidnih modela korišćenih u narednom poglavlju. Aproksimacija lokalnog električnog polja podrazumeva da su elektroni u lokalnoj ravnoteži sa električnim poljem te da su stoga transportni koeficijenti funkcije isključivo lokalnog električnog polja. Bez obzira na isti matematički oblik, potrebno je imati u vidu suštinske razlike između klasičnog fluidnog modela prvog reda (9.23), koji koristi *flux* transportne koeficijente, i modela (9.36) sa *bulk* transportnim koeficijentima. Njihova razlike potiču od same prirode *flux* i *bulk* transportnih podataka. Razlike između ove dve vrste podataka indukovane su prisustvom nekonzervativnih sudara (9.33). Na primer, u poglavlju 3 pokazano je da *flux* brzina drifta predstavlja srednju brzinu elektrona u roju, dok *bulk* brzina drifta predstavlja brzinu centra mase roja. Pod dejstvom nekonzervativnih sudara ove dve brzine ne moraju biti jednake. Ta činjenica se lako može ilustrovati znajući da, čak i pod hidrodinamičkim uslovima, srednja energija elektrona nije konstantna

duž pravca kretanja roja već će elektroni na frontu roja imati veću srednju energiju od onih na začelju [16, 17, 31]. Poznajući energijsku zavisnost preseka za nekonzervativne sudare očekivano je da će se oni događati neuniformno duž pravca kretanja roja. Na primer, jonizacija će zbog relativno visokog praga često biti dominantna na frontu roja dok će termalni zahvat najpre delovati na začelju. U slučaju ovakvih nekonzervativnih sudara, centar mase roja će se pomerati u smeru kretanja zbog nastajanja elektrona napred a nestajanja pozadi. Ovaj efekat se ispoljava kao povećanje *bulk* brzine u odnosu na *flux* komponentu. Ako je električno polje prostorno homogeno (tj. ako su transportni koeficijenti konstante), na osnovu definicije *bulk* transportnih koeficijenata jasno je da model (9.36) daje tačnu brzinu kretanja lavine i jonizacije po jedinici pređenog puta. Ovo generalno ne važi u slučaju klasičnog fluidnog modela prvog reda (9.23) uz prisustvo nekonzervativnih sudara. Ipak, model sa *flux* transportnim koeficijentima se često nekritički koristi u modelovanju detektora [36, 49, 51, 142] ne uzimajući u obzir brojne aproksimacije koje on podrazumeva (poglavlje 9.1.1). Kako oba modela imaju isti matematički oblik drift-difuzione jednačine, u daljem tekstu označićemo ih jednim zajedničkim imenom — klasičan fluidni model, koji koristi ili *flux* ili *bulk* transportne podatke. Treba imati u vidu da model sa *bulk* podacima, uz hidrodinamičku pretpostavku podrazumeva i aproksimaciju (9.35) koja se tiče izvornog člana, i koja strogo važi u slučaju homogenog električnog polja. Ako je polje nehomogeno, moguće je koristiti model zasnovan na jednačini (9.31). Ovaj model je do sada bio označen kao „model zasnovan na hidrodinamičkoj aproksimaciji“. Zbog kraćeg naziva, u daljnjem tekstu biće označen kao „korigovani fluidni model“, obzirom da se u odnosu na klasični fluidni model razlikuje po korekcijama u izvornom članu. U narednom poglavlju, sva tri modela biće korišćena za proračun odziva različitih konfiguracija RPC detektora.

### Koeficijenti u razvoju izvornog člana

Ako se za osnovu fluidnog modela uzima jednačina (9.31), potrebno je pored *flux* transportnih koeficijenata poznavati i koeficijente  $S^{(k)}$  u razvoju izvornog člana. Prema (9.33) i (9.33), koeficijenti  $S^{(k)}$  mogu se dobiti kao razlika *bulk* i *flux* transportnih koeficijenata. Međutim, ako je potrebno zasebno pratiti koncentracije pozitivnih i negativnih jona, neophodno je razdvojiti doprinose jonizacije  $S_i^{(k)}$  i zahvata  $S_a^{(k)}$  u izvornom članu. Na primer, u narednom odeljku biće uveden model fotojonizacije kod koga je frekvencija produkcije fotona direktno srazmerna kolizionoj frekvenci

sudarne jonizacije. Polazeći od definicije izvornog člana

$$S(\mathbf{r},t) = \int (\nu_i - \nu_a) f(\mathbf{r},\mathbf{v},t) d\mathbf{v} , \quad (9.37)$$

gde su  $\nu_i$  i  $\nu_a$  kolizione frekvence jonizacije i zahvata, respektivno, kao i hidrodinamičkog razvoja (9.28) funkcije raspodele  $f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$ , može se pokazati da je

$$S(\mathbf{r},t) = S_i(\mathbf{r},t) - S_a(\mathbf{r},t) , \quad (9.38)$$

gde su

$$S_m(\mathbf{r},t) = S_m^{(0)} n_e(\mathbf{r},t) - \mathbf{S}_m^{(1)} \cdot \nabla n_e(\mathbf{r},t) + \mathbf{S}_m^{(2)} : \nabla \nabla n_e(\mathbf{r},t) , \quad (9.39)$$

$$S_m^{(0)} = \langle \nu_m \rangle , \quad (9.40)$$

$$\mathbf{S}_m^{(1)} = \langle \nu_m \mathbf{r}^* \rangle , \quad (9.41)$$

$$\mathbf{S}_m^{(2)} = \frac{1}{2} \langle \nu_m (\mathbf{r}^* \mathbf{r}^* - \langle \mathbf{r}^* \mathbf{r}^* \rangle) \rangle , \quad (9.42)$$

uz  $m = i, a$  i  $\mathbf{r}^* = \mathbf{r} - \langle \mathbf{r} \rangle$ .

## 9.2 Numerička implementacija 1.5-dimenzionalnog fluidnog modela

### Klasičan fluidni model

Posmatrajmo jednodimenzionalni slučaj, pri čemu je koncentracija  $n_e(\mathbf{r},t) = n_e(x,t)$  i električno polje  $\mathbf{E} = E \mathbf{e}_x$ , gde je  $\mathbf{e}_x$  jedinični vektor duž  $x$ -ose. Uz datak izvornog člana usled fotojonizacije ( $S_{ph}$ ), drift-difuziona jednačina za klasični fluidni model svodi se na

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( W \operatorname{sgn}(E) n_e + D_L \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) + (\nu_i - \nu_a) n_e + S_{ph} , \quad (9.43)$$

gde su  $\nu_i$  i  $\nu_a$  frekvence jonizacije i zahvata, respektivno. Ovde se brzina drifta elektrona  $W$  definiše kao pozitivna veličina, a sa  $\operatorname{sgn}(E)$  označena je signum funkcija. Transportni koeficijenti, kao i brzinski koeficijenti reakcija smatraju se funkcijama intenziteta električnog polja  $|E(x,t)|$ . Jednačine kontinuiteta za koncentraciju pozitivnih jona ( $n_p$ ) i negativnih jona ( $n_n$ ) mogu se napisati u obliku

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \nu_i n_e + S_{ph} \quad \text{i} \quad \frac{\partial n_n}{\partial t} = \nu_a n_e , \quad (9.44)$$

koji podrazumeva da su joni nepokretni. Ova pretpostavka je sasvim opravdana imajući u vidu da je pokretljivost jona za dva do tri reda veličine manja od pokretljivosti

elektrona te se joni mogu smatrati nepokretnim u odnosu na vreme formiranja brze elektronske komponente signala.

Pretpostavimo da se prostorno naelektrisanje nalazi unutar cilindra, poluprečnika  $R_0$  duž  $x$ -ose, i da je uniformno raspodeljeno u radijalnom pravcu. U ovom slučaju, električno polje duž  $x$ -ose se može izračunati kao [143]:

$$E(x,t) = E_0 + \frac{e_0}{2\varepsilon_0} \int_0^d (n_p(x',t) - n_n(x',t) - n_e(x',t)) \cdot \left( \operatorname{sgn}(x - x') - \frac{x - x'}{\sqrt{(x - x')^2 + R_0^2}} \right) dx' , \quad (9.45)$$

gde su  $E_0$ ,  $d$ ,  $e_0$  i  $\varepsilon_0$  spoljašnje električno polje, međuelektrodno rastojanje, elementarno naelektrisanje i permitivnost vakuuma, respektivno.

Izvorni član usled fotojonizacije se može definisati kao [142, 144]

$$S_{ph}(x,t) = \frac{M}{2\lambda} \int_0^d \nu_i(|E(x',t)|) n_e(x',t) \Omega(x - x') \cdot \exp\left(-\frac{|x - x'|}{\lambda}\right) dx' , \quad (9.46)$$

gde faktor  $M \equiv Q\nu_{ph}/\nu_i$  podrazumeva da je frekvencija produkcije fotona  $\nu_{ph}$  srazmerna frekvenci sudarne jonizacije  $\nu_i$ . Srednji slobodni put fotona  $\lambda$  kao i kvantna efikasnost fotojonizacije  $Q$  predstavljaju efektivne vrednosti, usrednjene po spektru emisije fotona. Funkcija

$$\Omega(x - x') = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{|x - x'|}{\sqrt{(x - x')^2 + R_0^2}} \right) , \quad (9.47)$$

definiše deo prostornog ugla koji iz tačke emisije fotona  $x'$  pokriva poprečni presek cilindra u tački  $x$ .

Jednačine (9.43) i (9.44) se mogu rešiti numerički postavljajući granične uslove za „apsorbujuće“ elektrode

$$n_e(x = 0, t) = 0 , \quad n_e(x = d, t) = 0 , \quad (9.48)$$

i početne uslove

$$n_e(x, t = 0) = \frac{N_{e0}}{\pi R_0^2 \sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_0^2}\right) , \quad (9.49)$$

$$n_p(x, t = 0) = n_e(x, t = 0) , \quad n_n(x, t = 0) = 0 , \quad (9.50)$$

gde je  $N_{e0}$  početni broj elektrona Gaussove raspodele centrirane u tački  $x_0$ . Numerička šema koristi centralne konačne razlike drugog reda za diskretizaciju prostornih

izvoda, i klasičnu Runge-Kutta 4 šemu četvrtog reda za integraciju u vremenu. Za ovakav eksplicitan numerički metod postoje najmanje dva potrebna uslova stabilnosti za vremenski korak [145]:

$$\Delta t < C_a \Delta x / W \quad (\text{CFL kriterijum}), \quad (9.51)$$

$$\Delta t < C_d (\Delta x)^2 / D_L \quad (\text{granica usled difuzije}), \quad (9.52)$$

gde je  $\Delta x$  korak prostorne rešetke dok su  $C_a$  i  $C_d$  maksimalni Courantovi brojevi [146] za advektivne i difuzione jednačine, respektivno. Ovi brojevi generalno zavise od prostorne diskretizacije kao i konkretne šeme za integraciju u vremenu. U našim proračunima se koristi korak koji dovoljno mali da zadovolji oba navedena uslova.

### Indukovana struja

Indukovana struja kroz elektrode se može izračunati primenom Ramoove teoreme (odjeljak 7.4). Za kontinualan fluid naelektrisanja, indukovana struja je u opštem slučaju data sa

$$i(t) = -\frac{1}{V_w} \int \mathbf{E}_w(\mathbf{r}) \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad (9.53)$$

gde je  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$  gustina struje. U slučaju brze elektronske komponente indukovane struje razmatrane konfiguracije RPC detektora sa dve elektrode, gornja jednačina se svodi na

$$i(t) = e_0 \frac{E_w}{V_w} \int \Gamma(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad (9.54)$$

gde je  $\Gamma(\mathbf{r}, t)$  gustina fluksa elektrona. Ipak, u svim dosadašnjim modelima se pri proračunu indukovane struje sistematski koristi oblik koji uzima u obzir samo advektivnu komponentu fluksa. Stoga ćemo u okviru 1.5-dimenzinalnog fluidnog modela podrazumevati ovaj oblik

$$i(t) = e_0 \pi R_0^2 \frac{E_w}{V_w} \int_0^d n_e(x, t) W_F(|E(x, t)|) \text{sgn}(E(x, t)) dx, \quad (9.55)$$

gde je  $E_w/V_w$  težinsko polje a  $W_F$  flux brzina drifta. Ipak, u narednom poglavlju posebno ćemo razmotriti kako uvođenje difuzione komponente fluksa u Ramoovoj teoremi utiče na izračunati odziv detektora, odnosno kada je

$$i(t) = e_0 \pi R_0^2 \frac{E_w}{V_w} \int_0^d \left( W_F \text{sgn}(E) n_e + D_{L,F} \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) dx. \quad (9.56)$$

## Korigovani fluidni model

Osim klasičnog fluidnog modela, u narednom poglavlju ćemo radi poređenja koristiti i model zasnovan na jednačini (9.31). U ovom slučaju, jednačine kontinuiteta za elektrone i jone su

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( W_F \operatorname{sgn}(E) n_e + D_{L,F} \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) + S_i - S_a + S_{ph}, \quad (9.57)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S_i + S_{ph} \quad \text{i} \quad \frac{\partial n_n}{\partial t} = S_a, \quad (9.58)$$

gde  $S_i$  i  $S_a$  predstavljaju izvorne članove usled jonizacije i zahvata koji su definisani kao

$$S_m = S_m^{(0)} n_e + S_m^{(1)} \operatorname{sgn}(E) \frac{\partial n_e}{\partial x} + S_{L,m}^{(2)} \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \quad (m = i, a). \quad (9.59)$$

Doprinos fotojonizacije

$$S_{ph}(x, t) = \frac{M}{2\lambda} \int_0^d S_i(x', t) \Omega(x - x') \exp\left(-\frac{|x - x'|}{\lambda}\right) dx', \quad (9.60)$$

podrazumeva da je brzina produkcije fotona  $G_{ph}$  srazmerna brzini sudarne jonizacije  $S_i$  tj.  $G_{ph} \propto S_i$ ,  $M \equiv QG_{ph}/S_i$ .



# Poglavlje 10

## Rezultati fluidnog modelovanja RPC detektora

### 10.1 Ulazni podaci i parametri modela

U ovom poglavlju, razmatraćemo rezultate modelovanja tri različita RPC detektora dobijene fluidnim modelima koji su opisani u odeljku 9.2. Ovi modeli koriste transportne podatke prikazane u poglavlju 5. Parametri modela, kao što su radijus cilindrične raspodele prostornog naelektrisanja  $R_0$ , srednja dužina slobodnog puta fotona  $\lambda$  i faktor fotojonizacije  $M$ , generalno zahtevaju posebnu diskusiju i pažljivo razmatranje. Na primer, „domet“ električnog polja usled prostornog naelektrisanja zavisi od radijusa  $R_0$ , koji sa druge strane treba da bude određen uzimajući u obzir bočno širenje usled primarne jonizacije i transverzalne difuzije. Takođe, fotojonizacija je složen proces, posebno u slučaju smeša gasova kod RPC detektora, i ne može se u potpunosti opisati efektivnim parametrima uvedenim u odeljku 9.2. Stoga, jasno je da 1.5-dimenzionalni fluidni model sa navedenim parametrima nije dobar alat za egzaktno modelovanje eksperimentalnih uslova. Ipak, opisani fluidni model je dovoljan za kvalitativnu analizu doprinosa različitih fizičkih fenomena i efekata u formiranju signala RPC detektora, a takođe se može koristiti za razmatranje uticaja različitih parametara na rezultate modelovanja. U tom cilju, parametri modela koji se mogu smatrati realističnim, preuzeti su iz [142]:  $R_0 = 0.3$  mm,  $\lambda = 500$   $\mu$ m i  $M = 10^{-6}$ .

Ostali parametri — rastojanje između elektroda  $d$ , broj prostornih ćelija  $m$  i početni broj elektrona  $N_{e0}$ , zavise od konkretne konfiguracije RPC detektora:

1. ATLAS *triggering* RPC [1] sa gasnom smešom 94.7%  $C_2H_2F_4$  + 5% i- $C_4H_{10}$

+ 0.3% SF<sub>6</sub> ( $d = 2$  mm,  $m = 3000$ ,  $N_{e0} = 60$ ).

2. ALICE *timing* RPC [2] sa gasnom smešom 90% C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> + 5% i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 5% SF<sub>6</sub> ( $d = 0.25$  mm,  $m = 2000$ ,  $N_{e0} = 6$ ).

3. *Timing* RPC2 [138] sa gasnom smešom 85% C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> + 5% i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 10% SF<sub>6</sub> ( $d = 0.3$  mm,  $m = 2000$ ,  $N_{e0} = 9$ ).

Brojne vrednosti  $N_{e0}$  odgovaraju primarnoj jonizaciji od 10 klastera/mm sa 3 elektrona/klasteru, što su realistične srednje vrednosti. Pretpostavljamo da je početna raspodela elektrona u prostoru oblika Gaussove funkcije, centrirane između elektroda tj.  $x_0 = d/2$ , uz  $\sigma = d/6$ . Radi jednostavnosti, težinsko polje je uzeto kao u slučaju detektora sa metalnim elektrodama,  $E_w/V_w = 1/d$ . Koncentracija molekula pozadinskog gasa iznosi  $N = 2.505 \cdot 10^{25}$  m<sup>-3</sup> što odgovara pritisku od 1 atm pri temperaturi od 293 K. U narednim odeljcima će radi poređenja biti korišćeni transportni podaci koji su dobijeni pomoću različitih setova preseka za C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. Na početku svakog odeljka biće navedeni setovi preseka koji su korišćeni za dobijanje odgovarajućih transportnih podataka.

## 10.2 Klasičan fluidni model

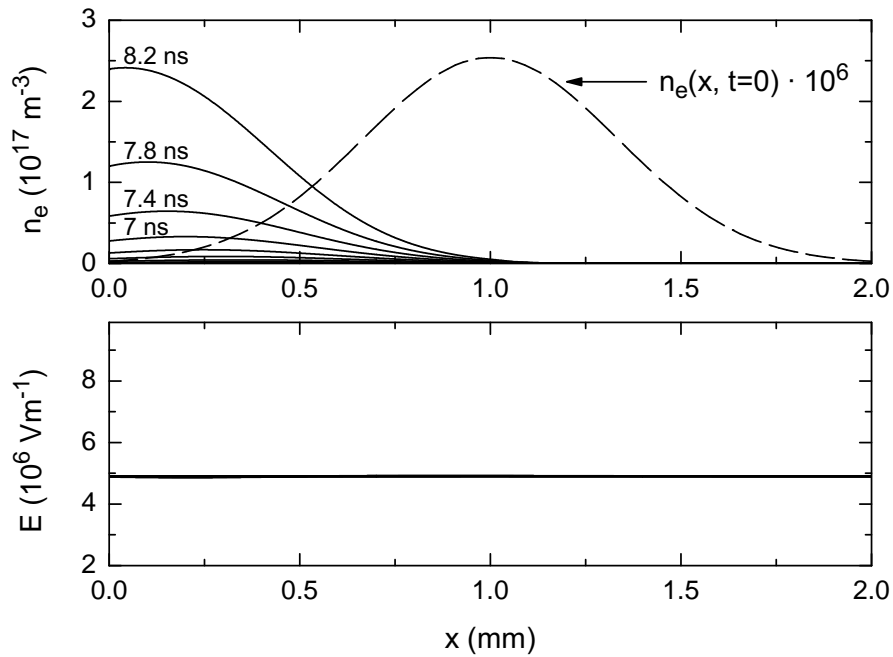
### 10.2.1 Uticaj vrste transportnih podataka

U ovom odeljku biće razmotreni rezultati modelovanja dobijeni klasičnim fluidnim modelom (odeljak 9.2) sa *flux* ili *bulk* transportnim podacima. Transportni podaci korišćeni u ovom odeljku, dobijeni su Monte Karlo tehnikom pomoću sledećih setova preseka: Šašić (2016B) za C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, Biagi (1999) za i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>, i Itoh (1993) za SF<sub>6</sub>. Navedeni podaci su prikazani u poglavlju 5.

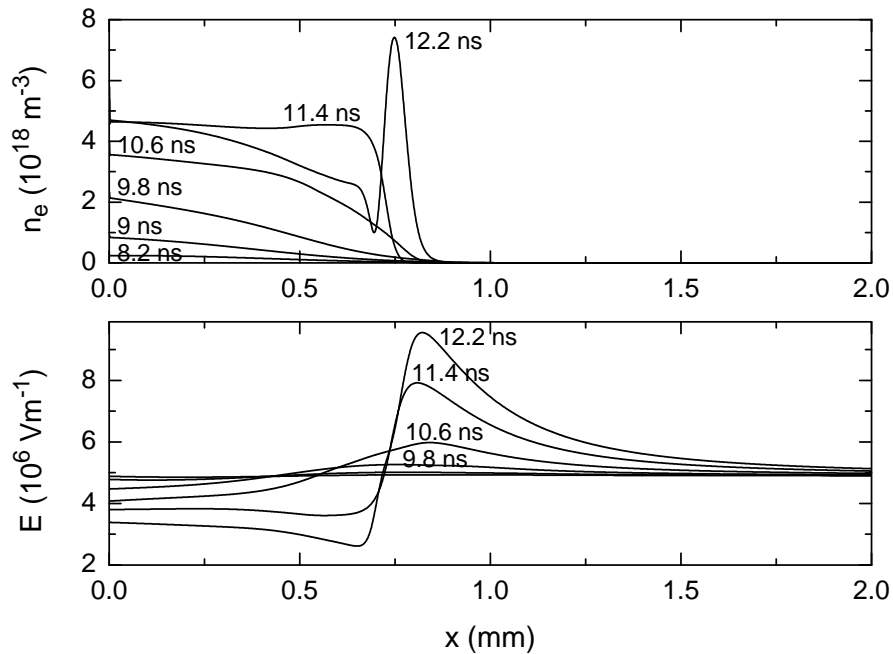
### Razvoj elektronske lavine i strimera

Razmotrimo razvoj lavine i strimera u ATLAS *triggering* RPC-u. Spoljašnje električno polje jačine  $E_0 = 4.9$  MV/m ( $E_0/N = 196$  Td) je orijentisano duž  $x$ -ose i odgovara radnoj tački sa naponom  $U = 9.8$  kV [1]. Proračuni su izvršeni koristeći *bulk* transportne podatke. Početni uslov predstavlja 60 elektrona sa Gaussovom raspodelom, kao što je opisano u odeljcima 9.2 i 10.1.

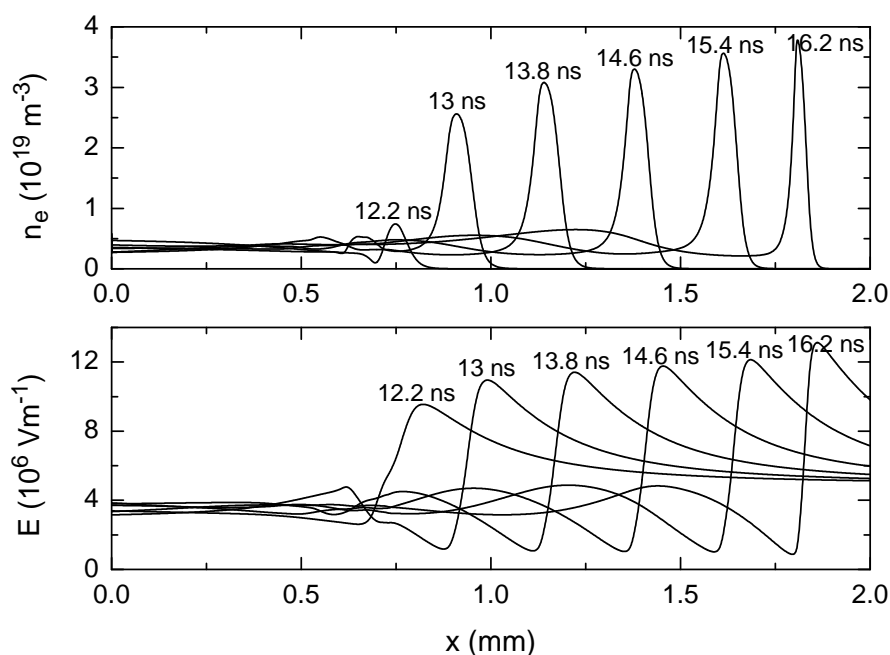
Tokom prvih 8.2 ns (Slika 10.1), elektronska lavina raste eksponencijalno bez primetnih efekata usled polja prostornog naelektrisanja. Ipak, oko polovina elektrona



Slika 10.1: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja lavine u ATLAS *triggering* RPC-u (0–8.2 ns u koracima od 0.4 ns). Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9$  MV/m (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.



Slika 10.2: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja pozitivnog strimera u ATLAS *triggering* RPC-u (8.2–12.2 ns u koracima od 0.8 ns). Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9$  MV/m (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.



Slika 10.3: Koncentracija elektrona i električno polje tokom propagacije pozitivnog strimera u ATLAS *triggering* RPC-u (12.2–16.2 ns u koracima od 0.8 ns). Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9 \text{ MV/m}$  (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.

nije stigla do anode. Dok elektroni bivaju apsorbovani na anodi, joni su nepokretni. Kao posledica, polje usled prostornog naelektrisanja počinje da raste i oko 10.6 ns dostiže 10% jačine spoljašnjeg polja (Slika 10.2). Usled prostornog naelektrisanja, ukupno električno polje u blizini anode raste, a na začelju raspodele elektrona opada u odnosu na spoljašnje polje. U ovoj oblasti pojačanog polja, nastaje pozitivan strimer koji se može videti kao pik u raspodeli elektrona (12.2 ns). U ovom trenutku, polje usled prostornog naelektrisanja dostiže skoro 100% jačine spoljašnjeg polja što dovodi do pojačane jonizacije i produkcije fotona. Usled dejstva fotojonizacije, pozitivni strimer propagira prema katodi (Slika 10.3). Nakon 16.2 ns, strimerski pik postaje sve uži i počinje polako da nestaje.

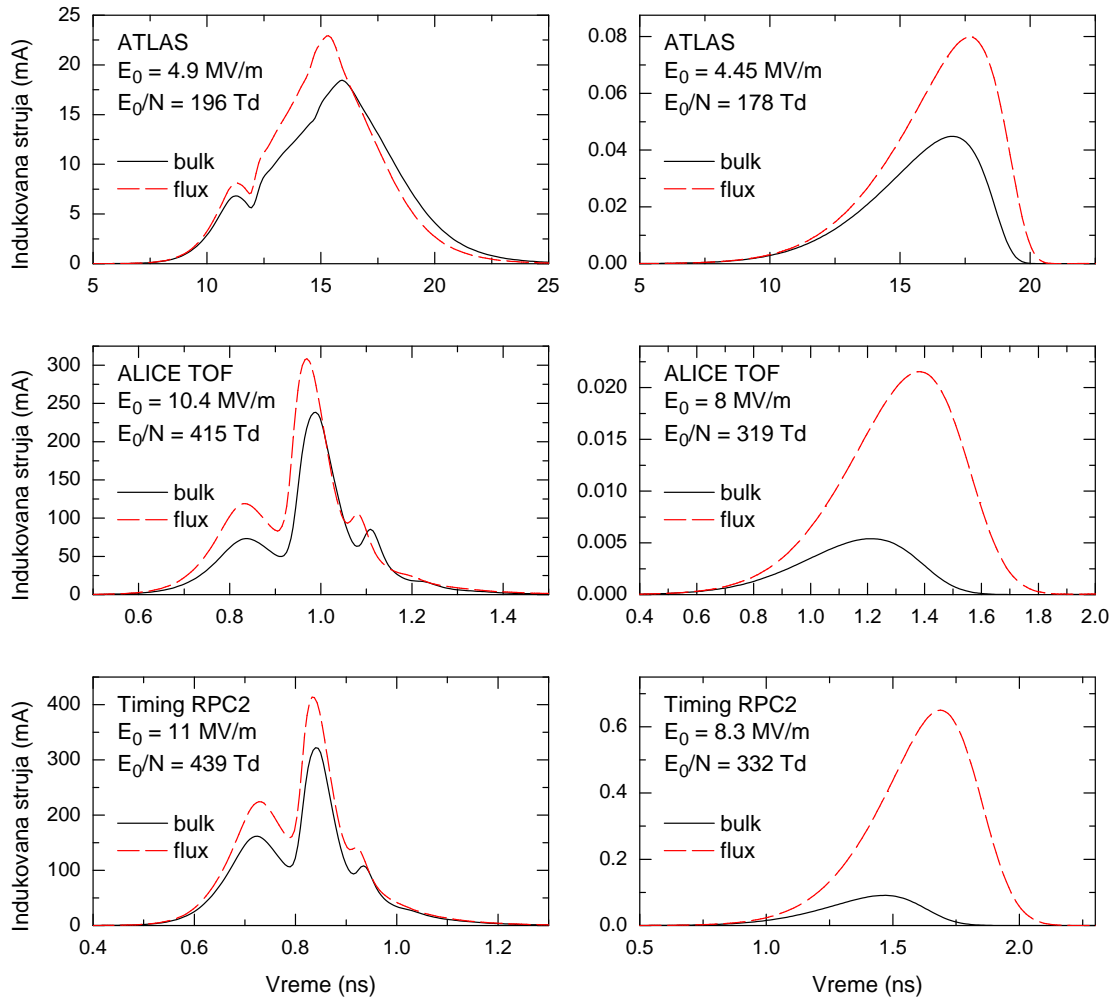
Razvoj elektronske lavine i strimera je usko povezan sa indukovanom strujom koju ćemo razmatrati u narednom odeljku. Uočimo i da u prikazanom slučaju ATLAS RPC detektora, do pojačanja električnog polja koje dovodi do formiranja pozitivnog strimera dolazi prevashodno usled apsorpcije elektrona na anodi. Ovaj efekat je primećen i kod ostalih razmatranih RPC konfiguracija ali nije prikazan na Slikama, a takođe i kod PPAC (engl. Parallel-Plate Avalanche Chamber) detektora [142].

## Indukovana struja

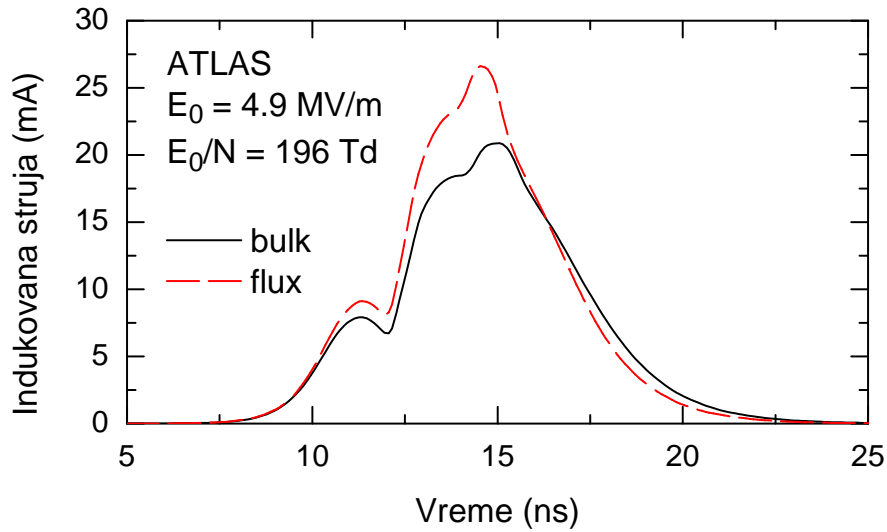
Na Slici 10.4 (gore-levo, puna linija) je prikazana indukovana struja izračunata za slučaj ATLAS *triggering* RPC-a koji je diskutovan u prethodnom odeljku. Na Slici se vidi mali prekursorski signal koji prethodi velikom piku. Prisustvo prekursora je primećeno i u brojnim eksperimentima [115, 120, 147]. Prema (9.55), vremenski razvoj signala se može interpretirati znajući koncentraciju elektrona i *flux* brzinu drifta. U slučaju ATLAS RPC-a, brzina drifta monotono raste sa porastom jačine električnog polja (Slika 5.33). Razvoj signala možemo pratiti u karakterističnim vremenskim intervalima za razvoj lavine (0–8.2 ns), razvoj strimera (8.2–12.2 ns) i propagaciju pozitivnog strimera (12.2–16.2 ns) koji su opisani preko koncentracije elektrona i električnog polja prikazanih na Slikama 10.1, 10.2 i 10.3, respektivno. Tokom lavinske faze indukovana struja raste eksponencijalno sve dok elektroni ne stignu do anode. Konačno, eksponencijalni rast „usporava“ i postaje linearan zbog apsorpcije elektrona na anodi, kao i opadanja električnog polja usled prostornog naelektrisanja što počinje oko 10 ns. Indukovana struja dostiže maksimum oko 11.3 ns, i počine da opada formirajući karakterističan prekursorski oblik signala. Novi porast signala kreće kada fotojonizacija počne da deluje u oblasti povišenog električnog polja. Pozitivni strimer se formira u oko 12.2 ns, a indukovana struja nastavlja da raste kako se pozitivni strimer razvija i propagira prema katodi. U 16.2 ns, pozitivni strimer staje pred katodom i polako počinje da nestaje, dok indukovana struja polako opada ka nuli.

Indukovana struja u slučaju ATLAS RPC detektora, izračunata korišćenjem *flux* transportnih podataka, prikazana je na Slici 10.4 (gore-levo, isprekidana linija). Vidi se da je indukovana struja u slučaju *flux* podataka veća od one izračunate sa *bulk* podacima. Jasno je da razlika između njih potiče od drift-difuzione jednačine (9.43), a ne Ramoove teoreme (9.55) gde se u oba slučaja koriste *flux* podaci. Ova razlika se može lako razumeti na osnovu eksponencijalnog zakona rasta lavine sa faktorom  $\exp((\nu_i - \nu_a)l/W)$ , gde je  $l$  rastojanje lavine od anode. Zaista, kako je za gasne smeše RPC detektora *bulk* brzina veća od *flux* brzine (poglavlje 5), faktor rasta lavine biće veći u slučaju kada se koristi *flux* brzina. Primetimo da je ova razlika još veća na manjem električnom polju od 178 Td gde zasićena lavina ne prelazi u pozitivan strimer (Slika 10.4, gore-desno).

Osim početnog uslova sa jednim Gaussijanom, takođe je izračunata i indukovana struja ATLAS RPC detektora ( $E_0/N = 196$  Td) u slučaju početne raspodele sa više Gaussijana koji predstavljaju primarnu jonizaciju sa 10 klastera/mm i 3 elek-



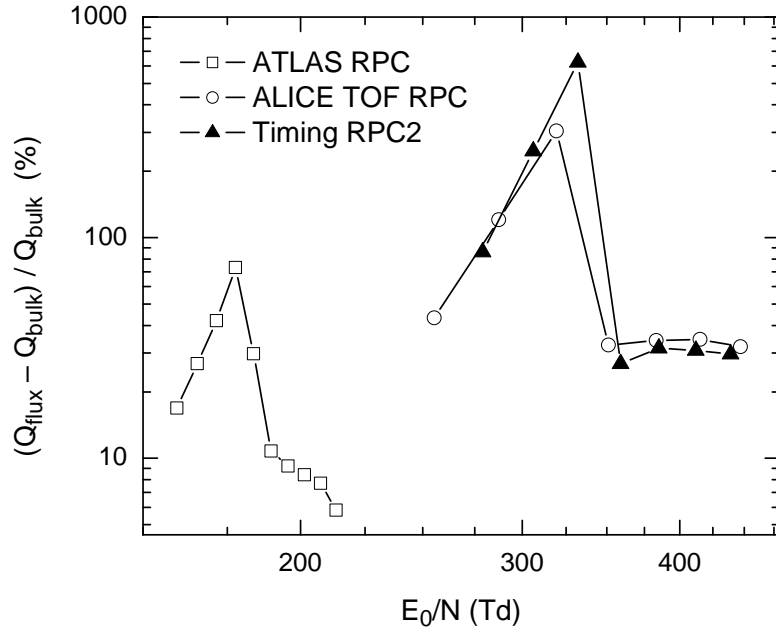
Slika 10.4: Indukovane struje za ATLAS *triggering* RPC, ALICE *timing* RPC (ALICE TOF) i *timing* RPC2 konfiguracije, izračunate sa *flux* i *bulk* transportnim podacima. Proračuni su izvršeni za različita spoljašnja električna polja  $E_0$  koja odgovaraju radnim tačkama detektora (levo) kao i nižim primenjenim poljima na kojima dolazi do formiranja zasićenih elektronskih lavina bez nastajanja pozitivnih strimera (desno).



Slika 10.5: Indukovana struja u ATLAS *triggering* RPC detektoru izračunata za slučaj početne raspodele od 10 klastera po mm, i 3 elektrona po klasteru. Klasteri su oblika Gaussijana na jednakim rastojanjima. U proračunima su korišćeni *bulk* i *flux* transportni podaci.

trona/klasteru. Ova raspodela je zadata kao  $n_e(x, t = 0) = \sum_{i=0}^{20} G(i \cdot 0.1 \text{ mm}, \sigma_0)$  gde  $G(x_0, \sigma_0)$  predstavlja Gaussijan oblika (9.49) uz  $N_{e0} = 3$  elektrona i  $\sigma_0 = 0.1 \text{ mm}/6$ . Rezultati dobijeni uz ovakav početni uslov su prikazani na Slici 10.5. U poređenju sa jednim početnim Gaussijanom, indukovana struja ima sličan oblik ali sa strmijim porastom i zaobljenijim pikom. Ove razlike prevashodno potiču od doprinosa klastera bližih katodi, koji se u kasnijim fazama rasta lavine i strimera „stapaju“ u rep raspodele.

Slika 10.4 prikazuje i indukovane struje za slučaj ALICE *timing* RPC i *timing* RPC2 konfiguracije. Za razliku od ATLAS *triggering* RPC-a, indukovani strujni impulsi kod *timing* RPC-ova, na električnim poljima koji odgovaraju radnim tačkama, imaju veće amplitude i kraće trajanje. Ovo je pre svega posledica jačih električnih polja i kraćih međuelektrodnih rastojanja kod *timing* RPC-ova. Na primer, u slučaju ALICE *timing* RPC-a (Slika 10.4, sredina-levo), pik usled pozitivnog strimera je manji i ima strmiju rastuću ivicu nego u slučaju ATLAS RPC-a. On je međutim praćen jednim manjim pikom nakon 0.1 ns. Poreklo ovog malog pika nije razmatrano, ali ništa ne ukazuje na to da je on možda posledica nekog numeričkog artefakta. Takođe, usled veće razlike između *flux* i *bulk* transportnih podataka (poglavlje 5), razlika između odgovarajućih signala je veća u odnosu na ATLAS RPC, posebno na manjim električnim poljima (Slika 10.4, sredina-desno).



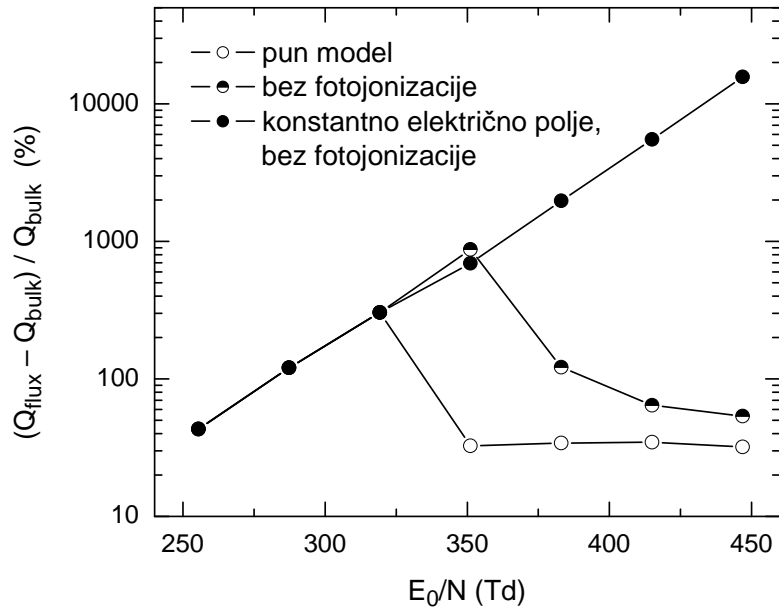
Slika 10.6: Procentualna razlika između indukovanih naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$ , izračunata za električna polja iz oblasti rada ATLAS *triggering* RPC, ALICE *timing* RPC (ALICE TOF) i *timing* RPC2 konfiguracije.

Rezultati za tri RPC konfiguracije i gasne smeše koji su prezentovani u ovom odeljku, imaju jednu interesantnu karakteristiku — razlika između indukovanih struja izračunatih sa *flux* i *bulk* transportnim koeficijentima, opada sa povećanjem električnog polja. Znajući da razlike između *flux* i *bulk* transportnih podataka rastu sa električnim poljem u oblasti rada RPC detektora (poglavlje 5), moglo bi se očekivati obrnuto ponašanje. Ovaj fenomen biće posebno razmotren u narednom odeljku.

### Indukovano naelektrisanje

U ovom odeljku, razmotrićemo u uticaj transportnih podataka na brzu elektronsku komponentu indukovano naelektrisanja. Indukovano naelektrisanje dobijeno je integracijom indukovane struje tj.  $Q = \int_0^{+\infty} i(t) dt$ . Slika 10.6 prikazuje procentualnu razliku između indukovanih naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$ , dobijenih korišćenjem *flux* odnosno *bulk* transportnih podataka, respektivno. Ova razlika je izračunata za više električnih polja unutar radnog opsega za tri RPC konfiguracije. Razlika se kreće između 6% za ATLAS RPC do čak 600% u slučaju *timing* RPC2 konfiguracije. Ovo je ipak razumljivo imajući u vidu odgovarajuće transportne podatke. Međutim, kod svake od ovih RPC konfiguracija, razlika raste sa povećanjem električnog polja do

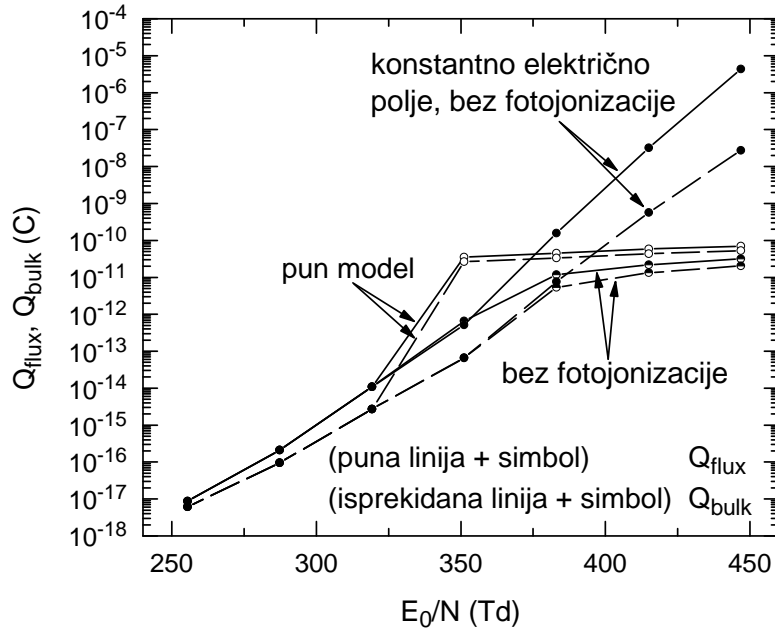




Slika 10.7: Procentualna razlika između indukovanih naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$  u slučaju ALICE *timing* RPC-a. Razlika je izračunata u opsegu primenjenih električnih polja, posebno za tri različita scenarija: 1) pun model, 2) bez fotojonizacije, i 3) konstantno električno polje bez fotojonizacije.

određene tačke, kada naglo opadne. Primetimo da su indukovane struje prikazane na levoj strani Slike 10.4 izračunate za električna polja koja se nalaze iznad ove tačke, dok Slike na desnoj strani odgovaraju poljima ispod ove tačke. Ovakvo ponašanje deluje kontraintuitivno imajući u vidu da iznad  $\sim 100$  Td razlika između *flux* i *bulk* transportnih podataka raste monotono sa električnim poljem. Takođe, efekti prostornog naelektrisanja mogu još dodatno da pojačaju ovu razliku kroz povećanje ili smanjenje električnog polja prema oblastima gde se *flux* i *bulk* transportni podaci znatno razlikuju (poglavlje 5).

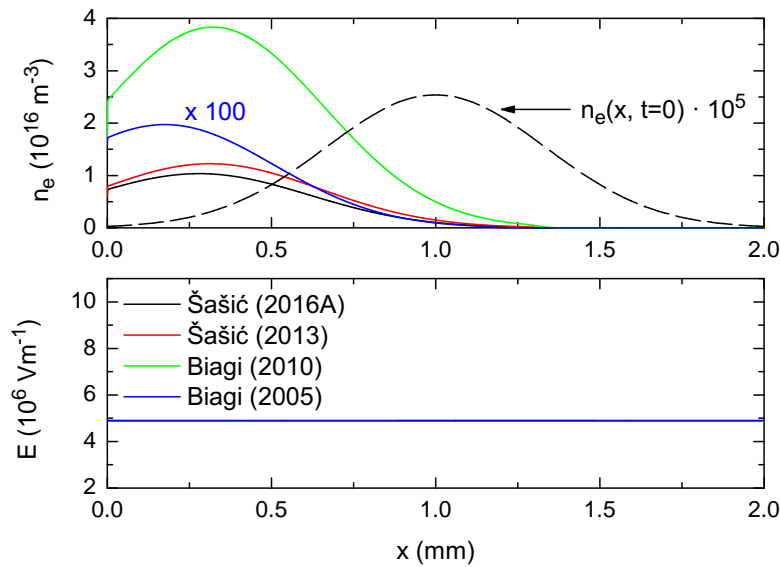
Kako bismo razmotrili ovaj efekat, model iz odeljka 9.2 je modifikovan tako da uključuje još dva dodatna scenarija: 1) bez fotojonizacije ( $S_{\text{ph}}(x,t) \equiv 0$ ), i 2) konstantno električno polje tj. bez efekata prostornog naelektrisanja i bez fotojonizacije ( $E(x,t) \equiv E_0$ ,  $S_{\text{ph}}(x,t) \equiv 0$ ). Ova dva dodatna scenarija su korišćena uz pun model radi proračuna razlike između indukovanih naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$  za ALICE *timing* RPC (Slika 10.7). Očigledno je da bez efekata prostornog naelektrisanja i fotojonizacije, razlika neprekidno raste sa električnim poljem. Bez fotojonizacije, efekti prostornog naelektrisanja čak neznatno pojačavaju razliku na 351 Td. Iznad ovog električnog polja, razlika monotono opada pod dejstvom efekata prostornog naelek-



Slika 10.8: Indukovana naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$  u slučaju ALICE *timing* RPC-a. Razlika je izračunata u opsegu primenjenih električnih polja, posebno za tri različita scenarija: 1) pun model, 2) bez fotojonizacije, i 3) konstantno električno polje bez fotojonizacije.

trisanja. Fotojonizacija samo još dodatno obara ovu razliku jer proizvodi dodatno prostorno naelektrisanje.

Slika 10.8 prikazuje indukovana naelektrisanja  $Q_{\text{flux}}$  i  $Q_{\text{bulk}}$  u slučaju ALICE *timing* RPC-a, izračunatih za tri različita scenarija. Efekat zasićenja indukovano prostornim naelektrisanjem je jasno izražen. Kako je  $Q_{\text{flux}} > Q_{\text{bulk}}$ , više prostornog naelektrisanja postoji u *flux* slučaju. Stoga sa povećanjem električnog polja,  $Q_{\text{flux}}$  brže ulazi u zasićenje u odnosu na  $Q_{\text{bulk}}$ , i razlika između njih počinje da opada. Uvođenje fotojonizacije rezultuje samo još većim prostornim naelektrisanjem, i posledično bržim zasićenjem. Takođe se vidi da u tački od 351 Td, efekti prostornog naelektrisanja neznatno povećavaju indukovano naelektrisanje  $Q_{\text{flux}}$ . Primećuje se i da izračunato naelektrisanje deluje nerealno veliko u poređenju sa nekim eksperimentalnim podacima za brzu komponentu indukovano naelektrisanje [120, 138]. To se može pripisati brojnim uzrocima, počevši od ograničenja samog 1.5D modela, zatim njegovih parametara koji ne mogu biti tačno određeni npr. radijus  $R_0$ , kao i parametri fotojonizacije  $\delta$ ,  $\lambda$  i  $Q$ . Na kraju, očigledan faktor je i težinsko polje  $E_w/V_w$  koje je usvojeno kao  $1/d$ . Zavisno od permitivnosti materijala i debljine elektroda, težinsko polje za neke RPC konfiguracije može biti nekoliko puta manje od  $1/d$ .



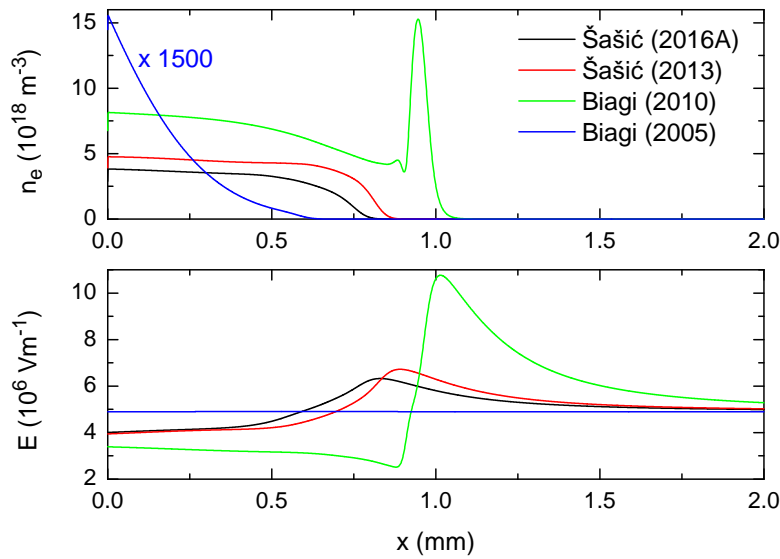
Slika 10.9: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja lavine u ATLAS *triggering* RPC-u (za trenutak od 6.29 ns). U proračunu su korišćeni *bulk* transportni podaci dobijeni pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ . Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9$  MV/m (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.

### 10.2.2 Uticaj preseka za rasejanje elektrona u $C_2H_2F_4$

U ovom odeljku biće razmotreno kako izbor preseka sa rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$  utiče na rezultate modelovanja strimera i indukovanog signala u ATLAS RPC detektoru. Proračuni su vršeni klasičnim fluidnim modelom (odeljak 9.2) sa *bulk* transportnim podacima. Transportni podaci su izračunati Monte Karlo metodom uz sledeće setove preseka za  $C_2H_2F_4$ : Biagi (2005), Biagi (2010), Šašić (2013) i Šašić (2016A). Za  $i-C_4H_{10}$  korišćeni su preseci Biagi (1999), dok su za  $SF_6$  korišćeni preseci Itoh (1993). Svi proračuni transporta u ATLAS RPC smeši su prikazani u poglavlju 5.

#### Razvoj elektronske lavine i strimera

Na Slici 10.9 prikazani su prostorni profili koncentracije elektrona i jačine električnog polja, u vremenskom trenutku od 6.29 ns tokom razvoja lavine u ATLAS RPC detektoru. Jačina električnog polja odgovara radnoj tački detektora. Poređenjem profila izračunatih sa različitim presecima za  $C_2H_2F_4$ , vidi se da najbrža lavina (najbliža anodi) odgovara setu preseka Biagi (2005). To je istovremeno i najmanja lavina, čija je koncentracija pomnožena sa 100 da bi bila vidljiva na istoj skali sa ostalim profilima. Istovremeno, najveća i najsporija lavina odgovara presecima Bi-



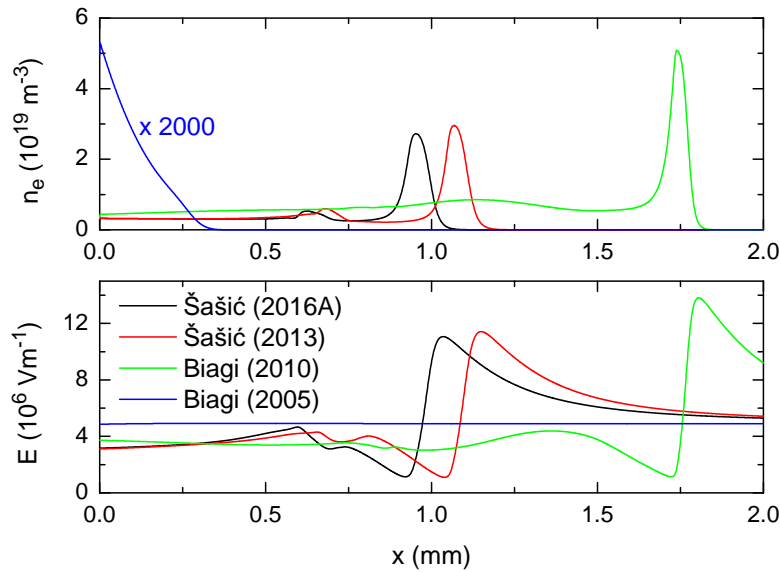
Slika 10.10: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja pozitivnog strimera u ATLAS *triggering* RPC-u (za trenutak 10.76 ns). U proračunu su korišćeni *bulk* transportni podaci dobijeni pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ . Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9$  MV/m (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.

agi (2010). Lavine koje odgovaraju presecima Šašić (2013) i Šašić (2016A) se nalaze između ova dva ekstremna slučaja, i međusobno su bliske. Očigledno je da sve ove razlike direktno potiču iz razlika u *bulk* brzinama drifta i efektivnog jonizacionog koeficijenta.

U vremenskom trenutku od 10.76 ns (Slika 10.10), u slučaju preseka Biagi (2010) već postoji razvijen pozitivan strimer. Nasuprot njemu, u slučaju preseka Biagi (2005), nema uslova za razvoj pozitivnog strimera obzirom da je električno polje još uvek praktično homogeno, dok je veći deo naelektrisanja nastao u lavinskoj fazi već apsorbovan na anodi. Odnos između maksimalnih koncentracija u ova dva slučaja je još drastičniji nego u lavinskoj fazi, i iznosi oko 1500. U slučaju preseka Šašić (2013) i Šašić (2016A), vidi se početak formiranja pozitivnog strimera.

Pozitivan strimer za slučaj preseka Biagi (2010) već se nalazi blizu katode, u vremenskom trenutku od 13.13 ns (Slika 10.11). U istom trenutku, vidi se da su pozitivni strimeri u slučaju preseka Šašić (2013) i Šašić (2016A), tek počeli da propagiraju ka anodi. Ipak, najviše odstupanje pokazuje slučaj Biagi (2005), gde se vidi da je u međuvremenu, na anodi apsorbovana još veća količina naelektrisanja.

Ovi primeri još jednom pokazuju koliko je lavinska faza kritična za razvoj strimera, a posledično i indukovanog signala. Od količine naelektrisanja nastalog u lavinskoj fazi zavisice efekti prostornog naelektrisanja, koji podstaknuti apsorbujućim

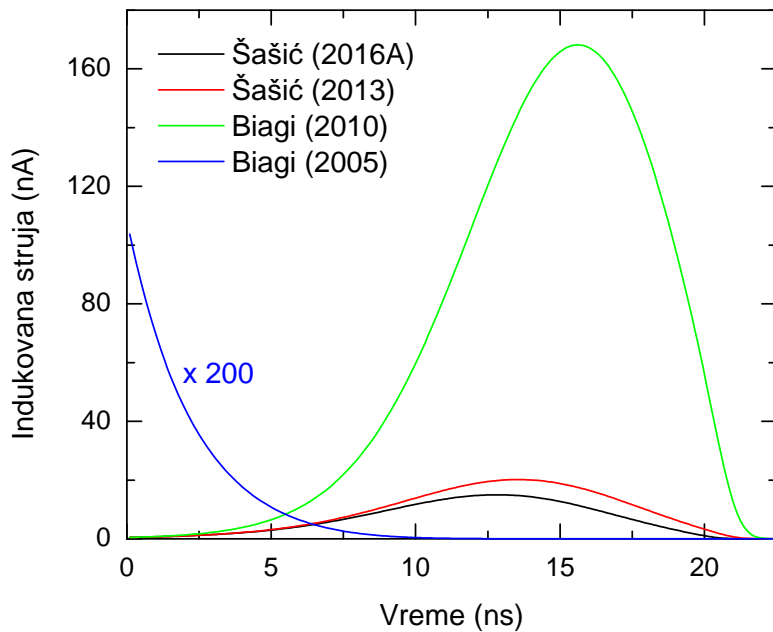


Slika 10.11: Koncentracija elektrona i električno polje tokom propagacije pozitivnog strimera u ATLAS *triggering* RPC-u (za trenutak od 13.13 ns). U proračunu su korišćeni *bulk* transportni podaci dobijeni pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ . Spoljašnje električno polje  $E_0 = 4.9$  MV/m (196 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.

dejstvom anode, dovode do uslova za formiranje pozitivnog strimera i oslobađanja znatno veće količine naelektrisanja. Kroz faktor multiplikacije  $\exp((\nu_i - \nu_a)l/W)$  u lavinskoj fazi, vidi se koliki značaj mogu da imaju i relativno male razlike u brzini drifta ili frekvenci jonizacije. Ove male razlike su očigledno dovoljne, da u slučaju preseka Biagi (2005) uopšte ne dođe do formiranja pozitivnog strimera, kojim se amplituda signala povećava za više redova veličina.

### Indukovani signal

Slika 10.12 prikazuje indukovanu struju u ATLAS RPC detektoru, izračunatu sa *bulk* transportnim podacima koji su dobijeni pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ . Pri spoljašnjem električnom polju  $E_0/N = 160$  Td koje je niže od radnog (196 Td), u sva četiri slučaja nije došlo do formiranja pozitivnog strimera, pa stoga impulsi imaju oblik karakterističan za lavine. Posebno se izdvaja slučaj impulsa za preseke Biagi (2010) koji je nekoliko puta veći od impulsa za preseke Šašić (2013) i Šašić (2016A). Ove razlike direktno proizilaze iz eksponencijalnog faktora rasta lavine. Interesantno je i da na ovom električnom polju, struja u slučaju preseka Biagi (2005) eksponencijalno opada, što je zapravo posledica negativnog efektivnog



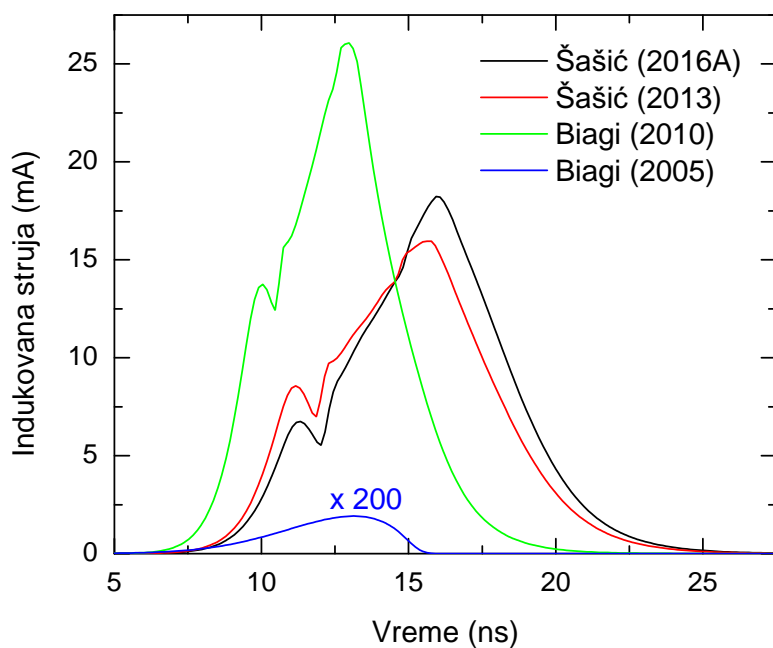
Slika 10.12: Indukovana struja u ATLAS *triggering* RPC detektoru izračunata sa *bulk* transportnim podacima dobijenim pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ .  $E_0/N = 160$  Td

koeficijenta jonizacije pri spoljašnjem polju koje je manje kritičnog polja.

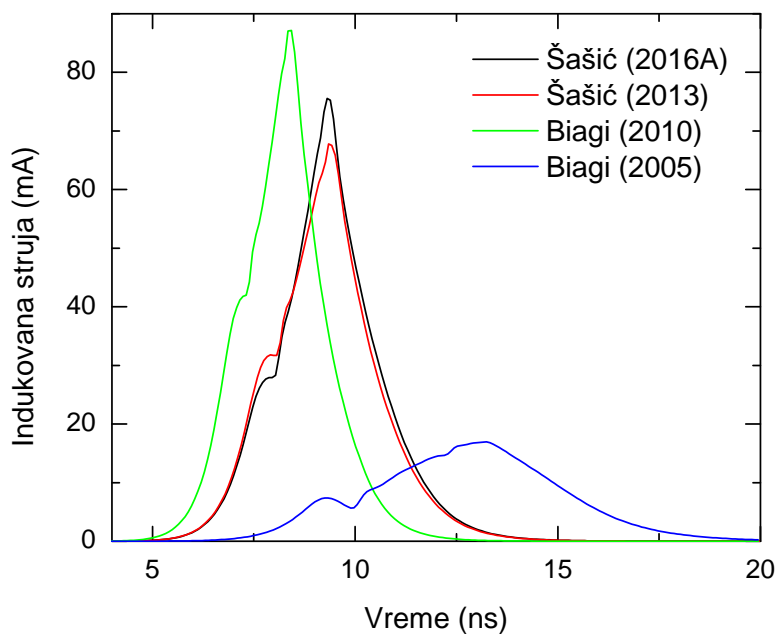
Pri električnom polju  $E_0/N = 160$  Td koje odgovara radnoj tački ATLAS RPC detektora, u slučaju preseka Biagi (2005) postoji rast signala koji ima lavinski oblik (Slika 10.13). U sva tri ostala slučaja, vidljiv je strimerski oblik signala veće amplitude sa karakterističnim prekursorom. Na ovom, polju razlike između amplituda strimerskih signala su znatno manje nego u lavinskom režimu što jasno ukazuje na efekat zasićenja.

Konačno, pri električnom polju  $E_0/N = 213$  Td, u sva četiri slučaja su vidljivi strimerski oblici impulsa (Slika 10.14). Najveće odstupanje po amplitudi i vremenskom kašnjenju pokazuje slučaj preseka Biagi (2005).

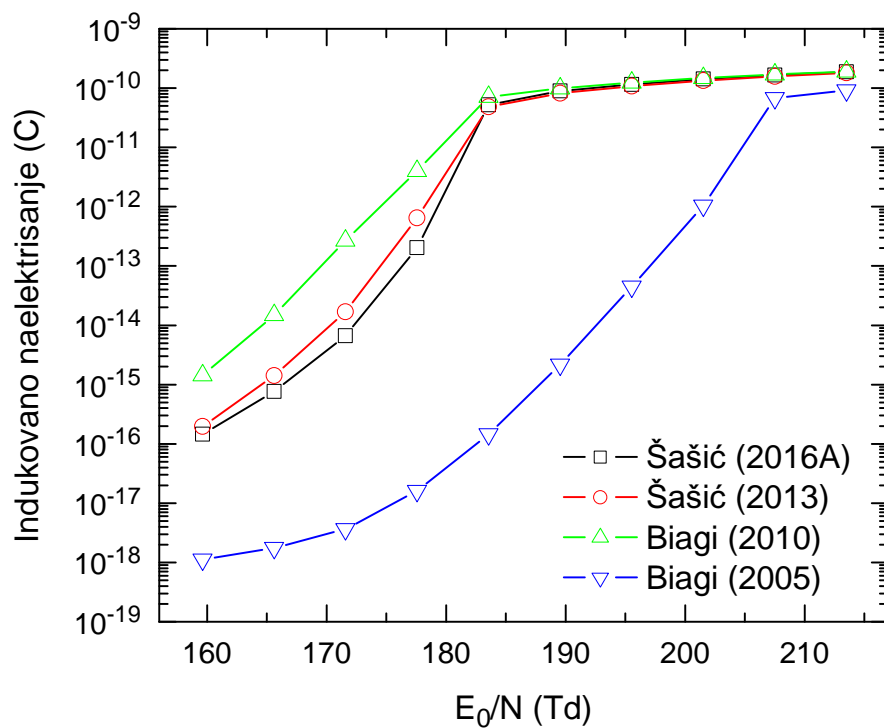
Indukovano naelektrisanje, izračunato u širem opsegu spoljašnjih električnih polja za sva četiri seta preseka, prikazano je na Slici 10.15. Na nižim električnim poljima vidi se koliko je indukovano naelektrisanje, zbog eksponencijalne zavisnosti od transportnih parametara, osetljivo na različite preseke. Razlika između naelektrisanja u slučaju preseka Biagi (2010) i Biagi (2005) dostiže čak pet redova veličine na električnom polju od 183 Td. Ipak, razlika između slučaja Biagi (2010), Šašić (2013) i Šašić (2016A), je znatno manja i iznosi preko red veličine na polju od 171 Td. U ova tri slučaja, presudan uticaj imaju pozitivni strimeri koji oslobađajući veliku količinu



Slika 10.13: Indukovana struja u ATLAS *triggering* RPC detektoru izračunata sa *bulk* transportnim podacima dobijenim pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ .  $E_0/N = 196$  Td



Slika 10.14: Indukovana struja u ATLAS *triggering* RPC detektoru izračunata sa *bulk* transportnim podacima dobijenim pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ .  $E_0/N = 213$  Td



Slika 10.15: Indukovano naelektrisanje u ATLAS *triggering* RPC detektoru izračunato sa *bulk* transportnim podacima dobijenim pomoću četiri različita seta preseka za  $C_2H_2F_4$ .



naelektrisanja stvaraju efekat zasićenja iznad 183 Td. Tada razlike između indukovanih naelektrisanja naglo opadaju na nekoliko desetina procenata. Najdrastičniji slučaj su ipak preseki Biagi (2005), gde usled velikog kritičnog polja i brzine drifta, uticaj pozitivnih strimera počinje tek na 207 Td.

## 10.3 Korigovani fluidni model

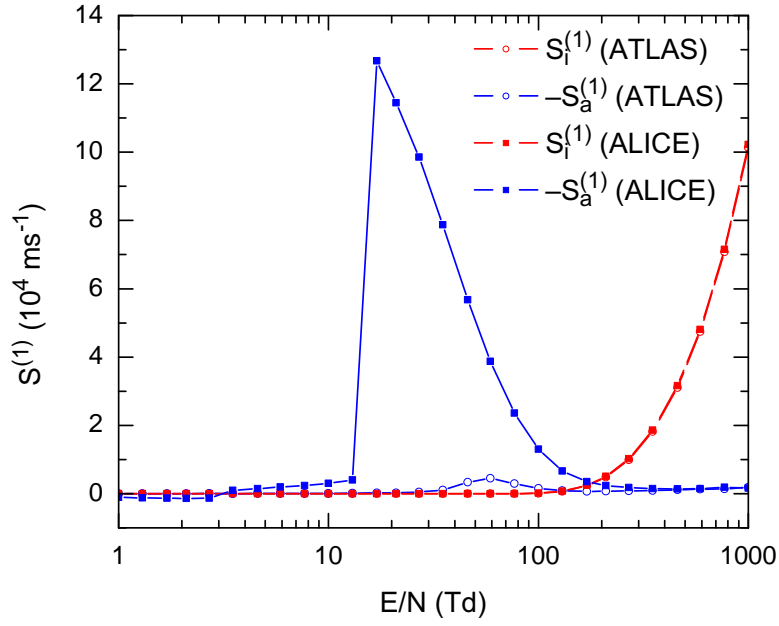
U ovom odeljku biće prikazani rezultati dobijeni primenom korigovanog fluidnog modela zasnovanog na hidrodinamičkoj pretpostavci (odeljak 9.1.2). Ovi rezultati biće upoređeni sa rezultatima prikazanim u odeljku 10.2.1, koji su dobijeni klasičnim fluidnim modelom sa *bulk* i *flux* podacima.

### Ulazni podaci

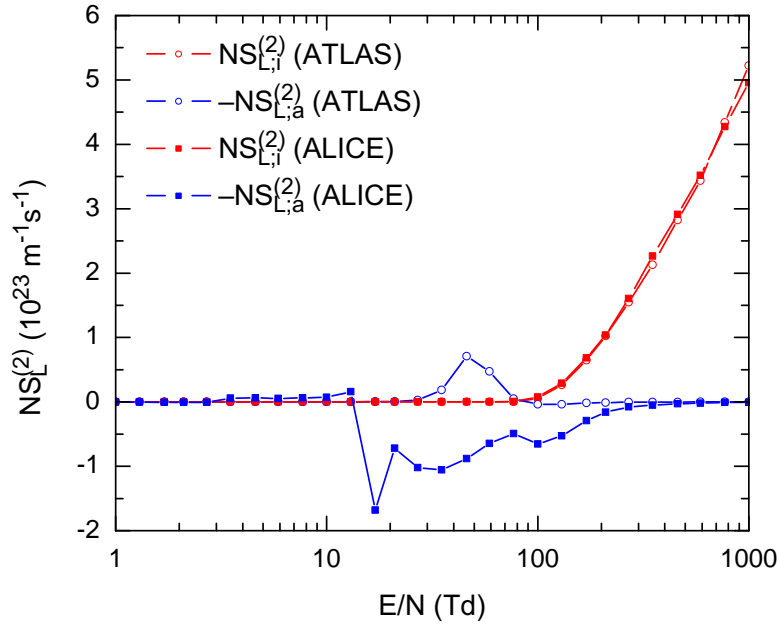
Transportni podaci korišćeni u ovom odeljku, dobijeni su Monte Karlo tehnikom pomoću sledećih setova preseka: Šašić (2016B) za  $C_2H_2F_4$ , Biagi (1999) za  $i-C_4H_{10}$ , i Itoh (1993) za  $SF_6$ . Navedeni podaci su prikazani u poglavlju 5. Korigovani fluidni model, pored *flux* transportnih podataka, koristi i koeficijente u razvoju izvornog člana (9.59). Obzirom da se primenjeni model fotojonizacije zasniva na kolizionoj frekvenci za sudarnu jonizaciju, neophodno je izdvojiti doprinos jonizacije izvornom članu. Doprinosi jonizacije i zahvata koeficijentima u razvoju izvornog člana, su izračunati Monte Karlo tehnikom primenom formula (9.41) i (9.42). Na Slici 10.16 su prikazani doprinosi jonizacije ( $S_i^{(1)}$ ) i zahvata ( $-S_a^{(1)}$ ) koeficijentu  $S^{(1)}$  u razvoju izvornog člana, izračunati za gasne smeše kod ATLAS *triggering* RPC-a i ALICE *timing* RPC-a. Slika 10.17 prikazuje doprinose jonizacije ( $S_{L,i}^{(2)}$ ) i zahvata ( $-S_{L,a}^{(2)}$ ) koeficijentu  $S_L^{(2)}$  u razvoju izvornog člana, redukovane na koncentraciju pozadinskog gasa  $N$ , izračunate za gasne smeše kod ATLAS *triggering* RPC-a i ALICE *timing* RPC-a.

### Razvoj elektronske lavine i strimera

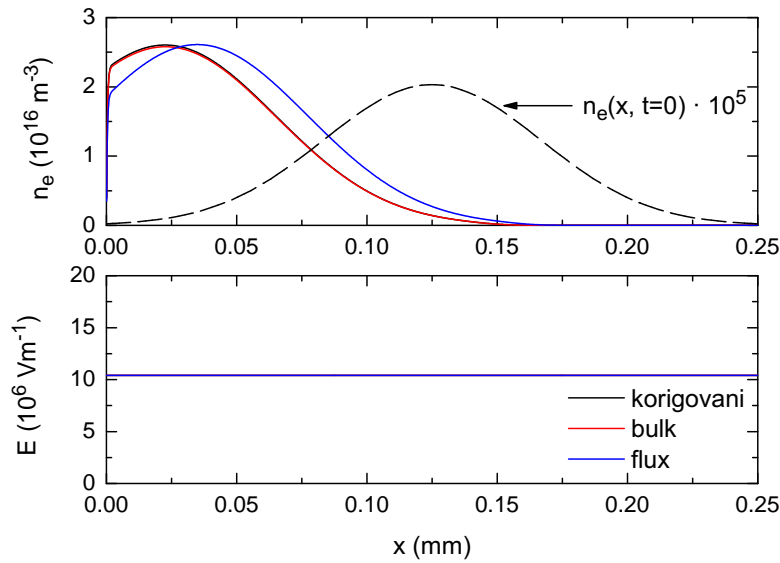
Na Slici 10.18 prikazani su prostorni profili koncentracije elektrona i jačine električnog polja u vremenskom trenutku od 0.45 ns, tokom razvoja lavine u ALICE *timing* RPC detektoru. Jačina primenjenog električnog polja odgovara radnoj tački detektora. Poređenjem profila izračunatih pomoću tri različita fluidna modela, vidi se da najsporiya lavina (najudaljenija od anode), odgovara klasičnom fluidnom modelu sa *flux* podacima. Istovremeno, profili dobijeni korigovanim fluidnim modelom



Slika 10.16: Doprinosi jonizacije ( $S_i^{(1)}$ ) i zahvata ( $-S_a^{(1)}$ ) koeficijentu  $S^{(1)}$  u razvoju izvornog člana, izračunati za gasne smeše kod ATLAS *triggering* RPC-a i ALICE *timing* RPC-a.



Slika 10.17: Izračunati doprinosi jonizacije ( $S_{L,i}^{(2)}$ ) i zahvata ( $-S_{L,a}^{(2)}$ ) koeficijentu  $S_L^{(2)}$  u razvoju izvornog člana. Doprinosi su redukovani na koncentraciju pozadinskog gasa  $N$  i izračunati za gasne smeše kod ATLAS *triggering* RPC-a i ALICE *timing* RPC-a.

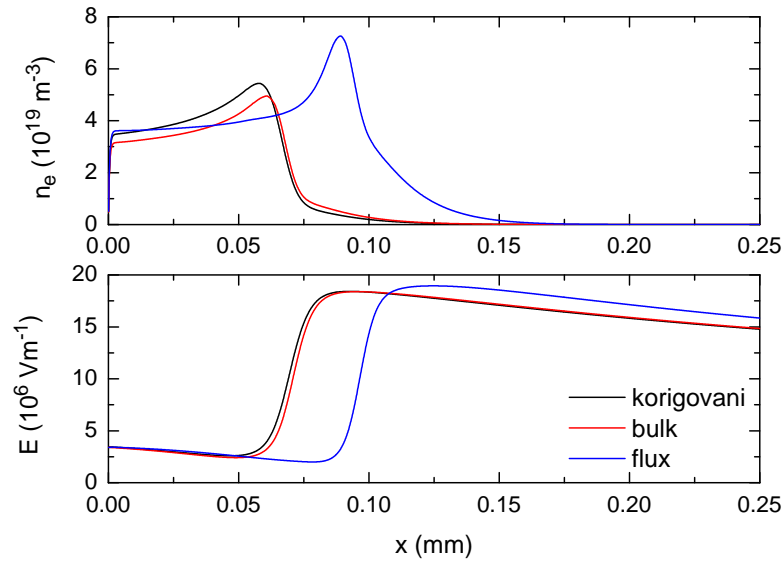


Slika 10.18: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja lavine u ALICE *timing* RPC-u (za trenutak od 0.45 ns). Prostorni profili su izračunati pomoću tri različita fluidna modela: korigovanog modela, klasičnog modela sa *bulk* podacima i klasičnog modela sa *flux* podacima. Spoljašnje električno polje  $E_0 = 10.4$  MV/m (415 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.

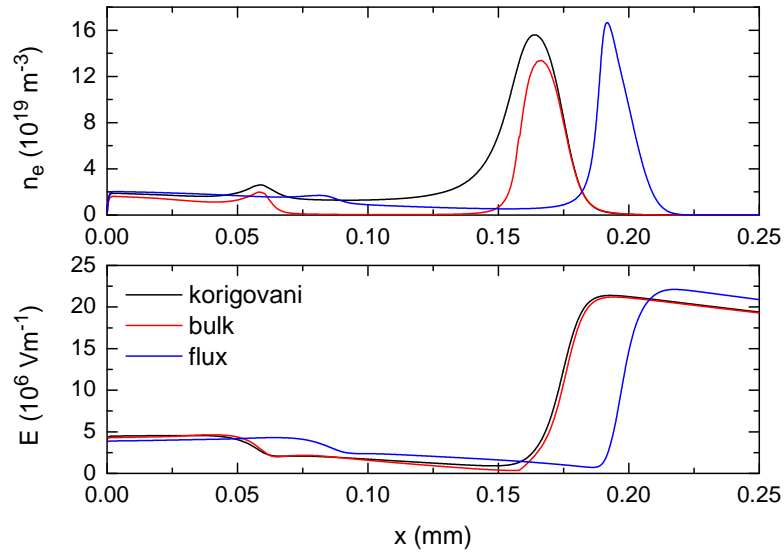
se poklapaju sa profilima dobijenim klasičnim modelom sa *bulk* podacima. Ova zapažanja su očekivana, obzirom da je *flux* brzina drifta manja od *bulk* brzine, i da se korigovani fluidni model ne razlikuje od klasičnog fluidnog modela sa *bulk* podacima ako nisu izraženi efekti prostornog naelektrisanja.

Razvoj pozitivnog strimera vidljiv je kod sva tri slučaja u vremenskom trenutku od 0.92 ns (Slika 10.19). Ipak, strimer u slučaju klasičnog fluidnog modela sa *flux* podacima prednjači u odnosu na ostala dva slučaja. Ovo je direktna posledica toga što je u odnosu na ostala dva slučaja, kod klasičnog modela sa *flux* podacima, oslobođena veća količina naelektrisanja u lavinskoj fazi. Takođe, u poređenju sa lavinskom fazom, ovde su vidljive razlike između profila za korigovani model i profila dobijenih klasičnim modelom sa *bulk* podacima.

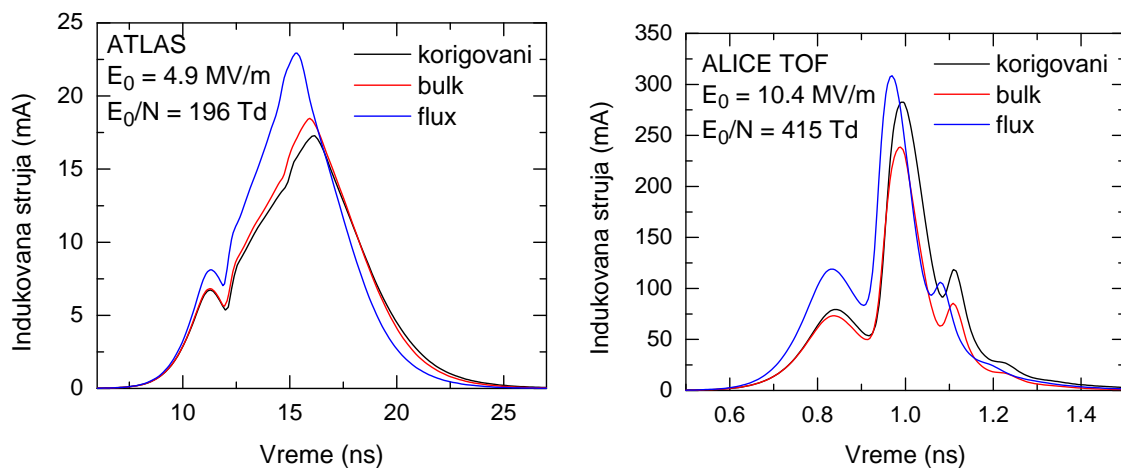
Na Slici 10.20 su prikazani profili formiranih pozitivnih strimera u vremenskom trenutku od 1.07 ns. Vidi se da je najbliži katodi pozitivan strimer koji odgovara klasičnom modelu sa *flux* podacima. Takođe, pozitivni strimeri u ostala dva slučaja se nalaze na istom međusobnom rastojanju kao i kada su formirani, što ukazuje da se kreću praktično istom brzinom. Jedina razlika između ova dva slučaja je u količini naelektrisanja koja je veća kod korigovanog fluidnog modela. Takođe, kod ova dva



Slika 10.19: Koncentracija elektrona i električno polje tokom razvoja pozitivnog strimera u ALICE *timing* RPC-u (za trenutak od 0.92 ns). Prostorni profili su izračunati pomoću tri različita fluidna modela: korigovanog modela, klasičnog modela sa *bulk* podacima i klasičnog modela sa *flux* podacima. Spoljašnje električno polje  $E_0 = 10.4$  MV/m (415 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.



Slika 10.20: Koncentracija elektrona i električno polje tokom propagacije pozitivnog strimera u ALICE *timing* RPC-u (za trenutak 1.07 ns). Prostorni profili su izračunati pomoću tri različita fluidna modela: korigovanog modela, klasičnog modela sa *bulk* podacima i klasičnog modela sa *flux* podacima. Spoljašnje električno polje  $E_0 = 10.4$  MV/m (415 Td) je orijentisano u smeru  $x$ -ose.



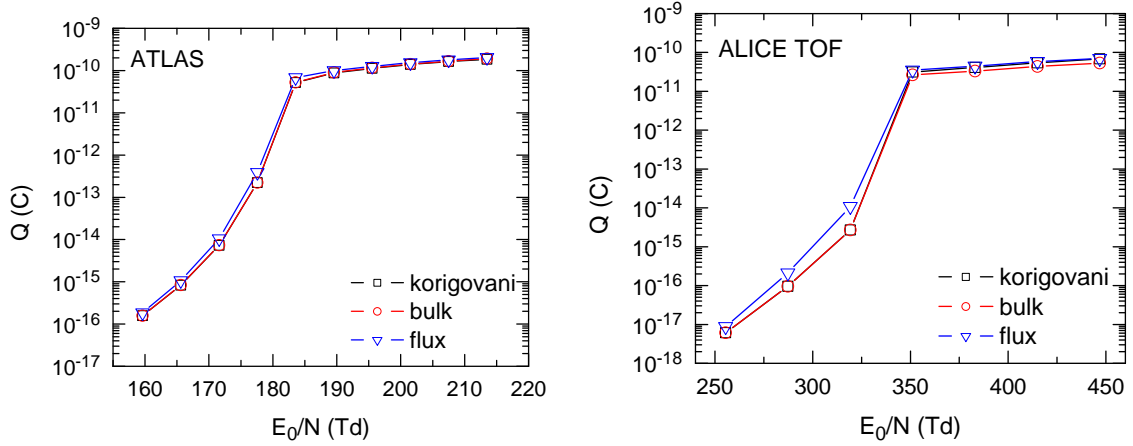
Slika 10.21: Indukovani strujni impulsi izračunati za ATLAS *triggering* RPC (levo) i ALICE *timing* RPC konfiguraciju (desno). Proračuni su vršeni pomoću tri različita fluidna modela: korigovanog modela, klasičnog modela sa *bulk* podacima i klasičnog modela sa *flux* podacima. Primenjena električna polja odgovaraju radnim tačkama detektora.

slučaja može se uočiti značajna podudarnost odgovarajućih profila električnog polja.

### Indukovani signal

Na Slici 10.21 prikazani su indukovani strujni impulsi u ATLAS *triggering* i ALICE *timing* RPC detektoru, izračunati pomoću tri različita fluidna modela. Indukovane struje su izračunate za električna polja koja odgovaraju radnim tačkama detektora. U slučaju oba detektora, impulsi dobijeni različitim fluidnim modelima imaju uglavnom isti oblik, dok se najviše razlikuju po amplitudi. Kod ATLAS RPC detektora, amplituda impulsa dobijenog korigovanim fluidnim modelom je najmanja u poređenju sa ostala dva modela. Sa druge strane, kod ALICE *timing* RPC detektora, impuls dobijen korigovanim modelom se po amplitudi nalazi između impulsa dobijenih klasičnim modelom sa *flux* i *bulk* podacima. Ova razlika kod ALICE *timing* RPC detektora se mogla videti i u profilima koncentracije elektrona tokom razvoja i propagacije pozitivnog strimera (Slike 10.19 i 10.20).

Indukovana naelektrisanja, izračunata pomoću tri fluidna modela za ATLAS *triggering* i ALICE *timing* RPC konfiguraciju, prikazana su na Slici 10.22. U opsegu primenjenih električnih polja, kod oba detektora sva tri modela daju isti oblik krive indukovanog naelektrisanja. Međutim, njihove razliku nisu dobro vidljive zbog široke logaritamske skale.

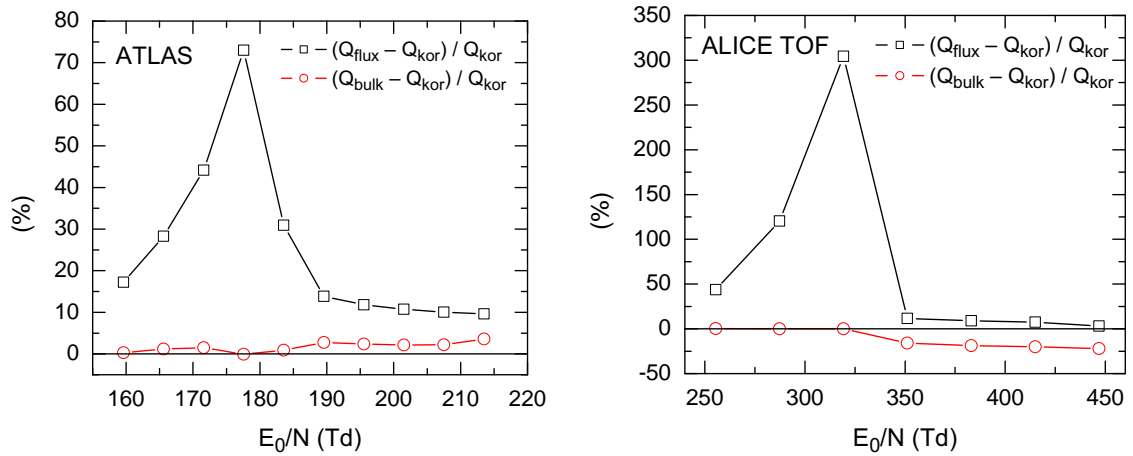


Slika 10.22: Indukovano naelektrisanje izračunato za ATLAS *triggering* RPC (levo) i ALICE *timing* RPC konfiguraciju (desno). Proračuni su vršeni u opsegu primenjenih električnih polja pomoću tri različita fluidna modela: korigovanog modela, klasičnog modela sa *bulk* podacima i klasičnog modela sa *flux* podacima.

Slika 10.23 prikazuje procentualnu razliku između indukovanih naelektrisanja izračunatih korigovanim fluidnim modelom sa jedne strane, i onih izračunatih klasičnim fluidnim modelom sa *flux* i *bulk* podacima, sa druge strane. Ove procentualne razlike su izračunate u opsegu primenjenih električnih polja za ATLAS *triggering* RPC i ALICE *timing* RPC detektor. U slučaju oba detektora, jasno se vidi da u oblasti nižih električnih polja, gde ne dolazi do formiranja pozitivnog strimera, procentualna razlika između indukovanih naelektrisanja izračunatih korigovanim modelom i klasičnim modelom sa *bulk* podacima ne iznosi više od 2%. Na višim električnim poljima, razlike se povećavaju i najviše iznose 10% kod ATLAS *triggering* RPC-a, i -22% kod ALICE *timing* RPC-a. Posebno je upečatljiv znak razlike između korigovanog modela i klasičnog modela sa *bulk* podacima, koji nije isti za ATLAS RPC i ALICE *timing* RPC detektor. Ova razlika je posledica složenog doprinosa izvornog člana kod korigovanog modela, što se naročito ispoljava na većim električnim poljima koja proizvode jake gradijente koncentracije elektrona. U budućem radu, sva tri modela biće upoređena sa fluidnim modelima višeg reda kao i PIC/MC simulacijom.

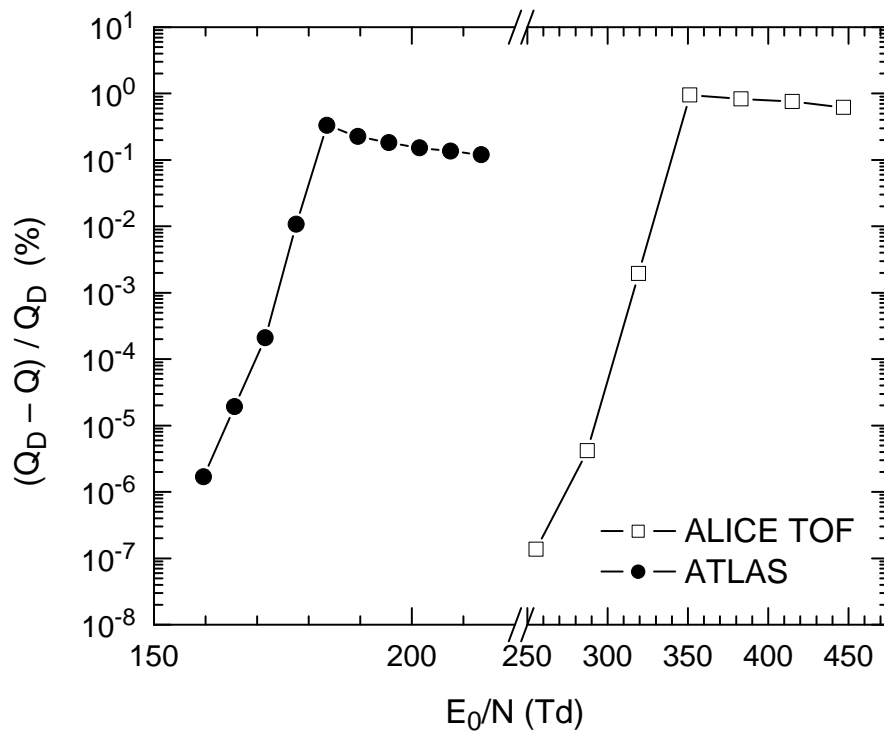
### Korekcija Ramoove teoreme

Na Slici 10.24 prikazane su procentualne razlike između indukovano naelektrisanja, izračunatog korišćenjem oblika Ramoove teoreme bez difuzionog člana (9.55),



Slika 10.23: Procentualna razlika između indukovanog naelektrisanja dobijenog korigovanim fluidnim modelom ( $Q_{\text{kor}}$ ), i indukovanih naelektrisanja dobijenih klasičnim modelom sa flux ( $Q_{\text{flux}}$ ) i *bulk* podacima ( $Q_{\text{bulk}}$ ). Razlike su izračunate u opsegu primenjenih električnih polja za ATLAS *triggering* RPC (levo) i ALICE *timing* RPC detektor (desno).

i naelektrisanja izračunatog korišćenjem oblika Ramoove teoreme sa difuzionim članom (9.56). Proračuni su vršeni korigovanim fluidnim modelom u opsegu primenjenih električnih polja za ATLAS *triggering* RPC i ALICE *timing* RPC konfiguraciju. Može se videti da maksimalna procentualna razlika iznosi 0.95% kod ALICE *timing* RPC, i 0.33% kod ATLAS *triggering* RPC. Ovaj primer možda ilustruje da, u praktičnim slučajevima, nije potrebno računavati difuzionu komponentu fluksa pri primeni Ramoove teoreme, čak i na višim električnim poljima. Takođe, primenom graničnih uslova za apsorbujuće elektrode (9.48), lako se pokazuje da je u slučaju konstantnog difuzionog koeficijenta (npr. u homogenom električnom polju) doprinos difuzionog člana u (9.56) jednak nuli. Iz ovog razloga je prikazana procentualna razlika na niskim električnim poljima izrazito mala i praktično zanemarljiva.



Slika 10.24: Procentualna razlika između indukovanih naelektrisanja  $Q_D$  i  $Q$ . Naelektrisanje  $Q_D$  je dobijeno primenom oblika Ramoove teoreme sa difuzionim članom (9.56), dok je naelektrisanje  $Q$  dobijeno primenom oblika Ramoove teoreme bez difuzionog člana (9.55). Oba naelektrisanja su izračunata korigovanim fluidnim modelom u opsegu primenjenih električnih polja za ATLAS *triggering* RPC i ALICE *timing* RPC detektor.



# Poglavlje 11

## Zaključak

Gasni detektori čestica su najviše korišćeni detektori u savremenim eksperimentima fizike visokih energija, pre svega zahvaljujući njihovoj jednostavnoj konstrukciji, niskoj ceni po jedinici zapremine i dobrim performansama. Na primer, gasni detektori čine većinu od ukupnog broja detektora na ATLAS, CMS, ALICE i LHCb eksperimentima u CERN-u. Uz fiziku visokih energija, gasni detektori čestica imaju i brojne primene u mnogim drugim oblastima kao što su nuklearna tehnika, dozimetrija i zaštita od zračenja, medicina, fizika kosmičkog zračenja i geofizika.

Uprkos njihovoj uglavnom jednostavnoj konstrukciji, modelovanje gasnih detektora je često složeno i obuhvata više različitih fizičkih procesa, na različitim vremenskim skalama, kao što su interakcija upadne čestice sa materijalom detektora, zatim transport nastalog naelektrisanja u gasu pod uticajem električnog i/ili magnetskog polja i formiranje električnog signala na elektrodama. Modelovanje gasnih detektora čestica danas je posebno aktuelna tema imajući u vidu da postoji više predloga i projekata nove generacije eksperimenata fizike visokih energija izuzetno visoke luminoznosti koji od detektora zahtevaju performanse na granici njihovih teorijskih mogućnosti a takođe se razvijaju i novi detektori za različite primene poput mionske radiografije i medicinske dijagnostike.

Bez obzira da li su analitički ili numerički, stohastički ili deterministički, makroskopski ili mikroskopski, svi modeli gasnih detektora čestica koriste transportne ili sudarne podatke elektrona kao ulazne parametre. U dosadašnjim modelima detektora kvalitet i poreklo ovih podataka su često bili zanemareni. S tom motivacijom, transportni podaci, kao i načini za njihov proračun, imaju ključno mesto u disertaciji. Kritički su analizirani preseki za rasejanje elektrona u gasovima i smešama koje se koriste u detektorima kao i njima odgovarajući transportni parametri koji su dobijeni *multi term* teorijom za rešavanje Boltzmannove jednačine i Monte Karlo

metodom simulacije. Ovo su egzaktna metoda u okviru standardne tehnike rojeva elektrona, koja se koristi ne samo za normalizaciju setova preseka za rasejanje elektrona u gasovima od interesa, već i kao osnovni gradivni element u izgradnji modela električnih gasnih pražnjenja. Ipak, ove dve metode se suštinski međusobno razlikuju i svaka od njih ima određene oblasti primene u kojima jedna ima prednosti u odnosu na onu drugu. U disertaciji je za većinu proračuna korišćena ili jedna, ili druga metoda, dok su u nekim slučajevima obe metode korišćene uporedno radi poređenja i verifikacije rezultata. Za analizu transporta elektrona u TPC detektorima korišćena su numerička rešenja Boltzmannove jednačine jer u radnim uslovima ovih detektora dominiraju elastični sudari elektrona i molekula pozadinskog gasa, pa bi Monte Karlo tehnika u ovom slučaju bila prilično neefikasna. Sa druge strane, Monte Karlo metoda je primenjivana za analizu transporta elektrona u gasnim smešama sa jako elektronegativnim gasovima koje se koriste u RPC detektorima gde na niskim električnim poljima momentna metoda za rešavanje Boltzmannove jednačine ne daje pouzdane rezultate usled otežane konvergencije transportnih koeficijenata. Takođe, Monte Karlo tehnika je korišćena i za dobijanje prostorno razloženih karakteristika roja koje su bile neophodne za tumačenje uočenih transportnih fenomena poput negativne diferencijalne provodnosti. Konačno, bitno je istaći da su obe metode u potpunosti adekvatne za proračune u okviru ove disertacije, posebno imajući u vidu da su obe metode detaljno testirane u većem broju *benchmark* proračuna, dok većina drugih autora u ovoj oblasti još uvek koristi rezultate za transportne koeficijente elektrona koji su dobijeni aproksimativnim metodama za rešavanje Boltzmannove jednačine različite pouzdanosti ili nedovoljno testiranim Monte Karlo kodovima, koji mogu uneti greške od nekoliko desetina do nekoliko stotina procenata u modele detektora koji se analiziraju.

U okviru disertacije, razvijena su i dva potpuno nova i originalna modela: mikroskopski stohastički model RPC detektora i fluidni model zasnovan na hidrodinamičkoj pretpostavci. Mikroskopski stohastički model RPC detektora se zasniva na Monte Karlo tehnici praćenja trajektorija pojedinačnih elektrona i njihovih sudara sa molekulima gasa. Ovaj model uključuje i generisanje primarne jonizacije nastale interakcijom upadne čestice visoke energije sa gasom, kao i proračun indukovanostrujnog signala u elektrodama detektora. Pomoću ovog modela dobijene su ključne karakteristike RPC detektora poput vremenske rezolucije i efikasnosti. U odnosu na ostale do sada korišćene fenomenološke i makroskopske modele, ovaj model je daleko egzaktniji i u potpunosti adekvatan nameni.

Primenjene su i dve varijante klasičnog fluidnog modela, a razvijen je i pot-

puno novi i originalni fluidni model zasnovan na hidrodinamičkoj pretpostavci i aproksimaciji lokalnog električnog polja. Modeli su numerički implementirani u 1,5 dimenziji i korišćeni za dobijanje srednjih vrednosti signala RPC detektora. Imajući u vidu deterministički karakter modela i brojne aproksimacije koje podrazumevaju, uključujući i 1,5-dimenzionalnu implementaciju, ovi modeli nisu podesni za direktno kvantitativno poređenje sa izmerenim signalima i rezultatima stohastičkih modela. Ipak, potpuno opravdano su korišćeni za kvalitativnu analizu razvoja strimera u RPC detektorima, ali i za kvantitativno razmatranje uticaja transportnih koeficijenta elektrona na izračunate signale. Ovi fluidni modeli su takođe opravdano korišćeni za međusobno kvantitativno poređenje, čime je ukazano na veličinu razlike koju unosi izbor modela ili vrsta ulaznih transportnih podataka.

Posebno je teorijski razmotreno, i na konkretnim primerima ilustrovano pomoću navedenih modela, kako sudarni i transportni podaci elektrona mogu uticati na rezultate modelovanja detektora. Pokazano je i u kolikoj meri nekorektna implementacija transportnih parametara, zanemarivanjem eksplicitnih efekata nekonzervativnih sudara, utiče na izračunate signale detektora. Bez obzira što su ovi efekti ilustrovani na konkretnim primerima u RPC detektorima, njihove implikacije se odnose na praktično sve modele gasnih detektora čestica.

Disertacija je oblikovana kroz jedanaest poglavlja, uključujući uvodno poglavlje i zaključak. U uvodnom poglavlju dat je pregled stanja u oblasti modelovanja gasnih detektora čestica. Identifikovani su i aktuelni problemi u ovoj oblasti koji predstavljaju motivaciju za istraživanje u okviru doktorske disertacije. Među motivacionim faktorima, posebno je naglašen problem kvaliteta i nekritičke implementacije transportnih koeficijenta elektrona u gasovima kao ulaznih podataka u modelima gasnih detektora. Takođe je istaknuta potreba za razvojem novih modela odziva detektora tipa RPC. Na kraju poglavlja dat je kratak pregled sadržaja disertacije.

Na početku drugog poglavlja razmotren je koncept savremenih eksperimenata u fizici čestica visokih energija kao i uloga detektorskih sistema u ovim eksperimenata. Zatim je dat pregled najvažnijih fizičkih mehanizama interakcije čestica visokih energija sa materijalom detektora. Konačno, razmotreni su principi rada i karakteristike nekih tipova gasnih detektora koji se najčešće koriste u eksperimentima fizike visokih energija, poput drift komore, višežičane proporcionalne komore i TPC komore.

Treće poglavlje prikazuje osnovne elemente hidrodinamičke kinetičke teorije za opis neravnotežnog i nekonzervativnog transporta elektrona u neutralnim gasovima. Nakon definicije roja naelektrisanih čestica, opisana je pretpostavka hidrodinamičkog režima čije uvođenje omogućava da se na rigorozan način definišu dve različite

familije transportnih koeficijenata, a to su *bulk* i *flux* transportni koeficijenti. Zatim je analizirana struktura vektorskih i tenzorskih transportnih koeficijenata, kao i simetrija koja postoji između individualnih elemenata difuzionog tenzora u specifičnim konfiguracijama električnog i magnetskog polja. Na kraju ovog poglavlja prikazane su dve tehnike koje su korišćene u okviru disertacije za proračun transportnih koeficijenata i proučavanje transporta elektrona u gasovima koji se koriste u detektorima. To su *multi term* momentna metoda za rešavanje nekonzervativne Boltzmannove jednačine i Monte Karlo tehnika.

U četvrtom poglavlju je analiziran transport elektrona u gasnim smešama neona (Ne) i ugljen dioksida (CO<sub>2</sub>) koje se koriste kao radni gasovi u TPC komorama. Nakon kratkog opisa setova preseka za rasejanje elektrona u Ne i CO<sub>2</sub> koji su korišćeni kao ulazni podaci za rešavanje Boltzmannove jednačine i kao ulazni podaci za Monte Karlo simulacije, razmatran je uticaj varijacije temperature gasa i procentualnog sadržaja CO<sub>2</sub> u smeši Ne–CO<sub>2</sub> na transport elektrona. Proučavan je i uticaj gasnih nečistoća, koje se obično reprezentuju azotom i/ili vodenom parom, na transport elektrona. Takođe je analiziran transport elektrona u ukrštenim električnim i magnetskim poljima gde je poseban akcenat stavljen na uticaj ugla između vektora polja na transport elektrona. Motivacija za ove proračune proizilazi iz činjenice da TPC komore, koje se koriste na eksperimentima u fizici visokih energija, predstavljaju velike sisteme, sa zapreminom gasa do 100 m<sup>3</sup>, gde je teško precizno kontrolisati radne uslove poput temperature, pritiska gasa i prisustva nečistoća u gasnoj smeši. Takođe, u ovim sistemima električno i magnetsko polje skoro nikada nisu savršeno prostorno homogeni i međusobno paralelni. Ovi parametri i njihove lokalne varijacije utiču na transport elektrona od koga konačno zavise performanse detektora, poput prostorne rezolucije i linearnosti rekonstrukcije trajektorije čestica.

Peto poglavlje je posvećeno analizi i razvoju sudarnih i transportnih podataka za elektrone u individualnim gasovima i smešama gasova koje se koriste u RPC detektorima. Posebno su razmotreni preseki za rasejanje elektrona u tetrafluoroetanu (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>), koji ima ulogu nosećeg gasa u RPC detektorima, izobutanu (i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) i sumpor-heksafluoridu (SF<sub>6</sub>). Nakon analize sudarnih podataka za rasejanje elektrona i njihove verifikacije poređenjem eksperimentalno određenih i teorijski izračunatih transportnih koeficijenata, u ovom poglavlju je analiziran transport elektrona u različitim C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>/i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>/SF<sub>6</sub> smešama koje se koriste u RPC detektorima na ALICE, ATLAS i CMS eksperimentima u CERN-u. Najveća pažnja je posvećena proučavanju eksplicitnih efekata nekonzervativnih sudara na transportne osobine elektrona sa posebnim akcentom na tumačenju negativne diferencijalne provodnosti

koja se pojavljuje isključivo u  $E/N$ -profilu *bulk* brzine drifta. Za potrebe ovog tumačenja, izračunate su prostorno razložene transportne karakteristike roja elektrona primenom Monte Karlo metoda. Na kraju ovog poglavlja prikazani su najnoviji setovi preseka za rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  koji su značajno unapređeni u poređenju sa prethodno opisanim setovima. Novoformirani setovi su iskorišćeni za proračun transportnih koeficijenata u različitim  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$  smešama koje koriste RPC detektori u CERN-u.

U šestom poglavlju su opisani konstrukcija i princip rada RPC detektora koji se koriste u mnogim savremenim eksperimentima fizike visokih energija, ali i u drugim oblastima. Zatim su razmotrena dva osnovna režima rada ovih detektora, strimerski i lavinski, koji se razlikuju po primenjenom električnom polju, gasnim smešama, a posledično i amplitudi signala i brzini brojanja. Posebno su istaknute primene RPC detektora u *timing* i *triggering* sistemima na ATLAS i ALICE eksperimentima u CERN-u.

Mikroskopski stohastički model odziva RPC detektora koji je razvijen u okviru ove disertacije, prikazan je u sedmom poglavlju. Ovaj model se zasniva na Monte Karlo tehnici simulacije koja se koristi za praćenje trajektorija pojedinačnih elektrona, kao i njihovih sudara sa molekulima gasa. Na početku poglavlja je data generalna struktura algoritma simulacije. Zatim je opisano generisanje tzv. primarne jonizacije nastale interakcijom upadne naelektrisane čestice visoke energije sa gasom. U nastavku su navedeni načini za određivanje trajektorije elektrona u gasu tokom vremena između dva sudara, kao i načini za određivanje trenutka sudara i parametara rasejanja nakon sudara. Na kraju poglavlja prikazana je primena Ramoove teoreme na RPC detektore koja omogućava da se, poznavajući brzine pojedinačnih elektrona, izračuna odziv detektora tj. strujni signal kroz elektrode.

Rezultati primene mikroskopskog modela RPC detektora su prikazani u osmom poglavlju. Prvo je analiziran rast elektronskih lavina u neograničenom prostoru započetih jednim elektronom. Dobijene raspodele veličina lavina poređene su sa Legerovom teorijom rasta lavina koja je osnova mnogih drugih modela odziva RPC detektora. Zatim su proučavane lavine započete generisanom primarnom jonizacijom, a njihove vremenske raspodele poređene su sa Rieglerovim modelom vremena odziva ovih detektora. Primenom punog mikroskopskog modela, koji uključuje granice elektroda i prag diskriminatora zadat indukovanim naelektrisanjem, dobijene su vremenska rezolucija i efikasnost detekcije za jednu specifičnu konfiguraciju RPC detektora. Rezultati su pokazali dobro slaganje sa merenjima kao i Rieglerovim analitičkim modelom. Pokazano je i da su rezultati veoma osetljivi na set preseka za

rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  koji se koristi kao noseći gas u smeši.

Deveto poglavlje je posvećeno fluidnim modelima RPC detektora. Poseban naglasak je stavljen na implementaciju transportnih podataka u fluidne modele. Izvođenjem klasičnog fluidnog modela (ili fluidnog modela prvog reda) integracijom Boltzmannove jednačine, pokazano je pod kojim uslovima se u fluidnom modelovanju mogu koristiti *flux* transportni podaci. Takođe, polazeći od jednačine kontinuiteta, izveden je i model zasnovan na hidrodinamičkoj pretpostavci. U određenim uslovima ovaj model ima isti matematički oblik kao i klasičan fluidni model, sa razlikom što koristi *bulk* transportne koeficijente. U ovom poglavlju je dat kritički osvrt na sva tri navedena pristupa u fluidnom modelovanju a takođe je ukazano na korektnost primene Ramoove teoreme pod pretpostavkom hidrodinamičkog režima. Konačno, predstavljena je numerička implementacija 1,5-dimenzionalnog fluidnog modela RPC detektora koji uključuje i fotojonizaciju u gasu.

U desetom poglavlju su prikazani rezultati fluidnog modelovanja tri različite konfiguracije RPC detektora pomoću modela uvedenih u prethodnom poglavlju. Prvo je analiziran razvoj strimera u detektoru pod dejstvom prostornog naelektrisanja i fotojonizacije. Zatim je pokazano koliko je izračunati signal detektora osetljiv na vrstu transportnih koeficijenata koji se koriste kao ulazni podaci u fluidnom modelu. Posebno je razmatrana osetljivost rezultata na transportne koeficijente elektrona koji su dobijeni na osnovu četiri različita seta preseka za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ . Na ovaj način je zapravo analizirana osetljivost signala detektora na preseke za rasejanje elektrona u  $C_2H_2F_4$ . Na kraju poglavlja dato je poređenje rezultata dobijenih klasičnim fluidnim modelom sa onima koji su dobijeni modelom zasnovanim na hidrodinamičkoj pretpostavci.

## Osnovni naučni doprinosi postignuti u okviru disertacije

Iz brojnih rezultata, zaključaka, unapređenih modela, kao i novih razvijenih modela prikazanih u disertaciji, mogu se izdvojiti sledeći originalni naučni doprinosi:

- Analiza transporta elektrona u gasnim smešama koje se koriste u TPC detektorima je prvi put obavljena egzaktnom *multi term* momentnom metodom za numeričko rešavanje Boltzmannove jednačine. Posebno je proučavan i uticaj sastava gasne smeše, nečistoća u smeši, temperature kao i ugla između vektora električnog i magnetskog polja na transport elektrona.
- Za potrebe analize transporta elektrona kao i za direktnu implementaciju u mikroskopskom stohastičkom modelu RPC detektora, razvijeni su novi i testirani

stari preseki za rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  koji ima ulogu nosećeg gasa u gasnoj smeši.

- Transport elektrona u gasnim smešama koje se koriste u RPC detektorima na ATLAS, ALICE i CMS eksperimentima u CERN-u prvi put je analiziran primenom egzaktne *multi term* momentne metode za rešavanje nekonzervativne Boltzmannove jednačine. Transportni koeficijenti su iskorišćeni kao ulazni podaci za fluidne modele RPC detektora.
- Negativna diferencijalna provodnost je uočena u *bulk* komponenti brzine drifta u gasnoj smeši ALICE TOF RPC detektora. Ovo je prva opservacija ovog fenomena za elektrone u literaturi. Njegovo poreklo i fizičko tumačenje je diskutovano pomoću prostorno razloženih karakteristika roja elektrona dobijenih Monte Karlo tehnikom.
- Razvijen je mikroskopski stohastički model odziva RPC detektora zasnovan na Monte Karlo simulaciji.
- Ovaj model korišćen je razmatranje fluktuacija u rastu elektronskih lavina, kao i za dobijanje efikasnosti detekcije i vremenske rezolucije *timing* RPC detektora. Radi poređenja, rezultati su dobijeni koristeći različite setove preseka za  $C_2H_2F_4$  koji predstavlja noseći gas u gasnoj smeši.
- Razvijen je fluidni model RPC detektora zasnovan na hidrodinamičkoj pretpostavci i aproksimaciji lokalnog električnog polja. Model je numerički implementiran u 1,5 dimenziji i uključuje doprinose difuzije elektrona i fotojonizacije u gasu.
- Pomoću ovog modela, kao i klasičnog fluidnog modela, analiziran je razvoj strimera i signala u RPC detektoru pod dejstvom prostornog naelektrisanja i fotojonizacije u gasu. Razmatrane su tri različite konfiguracije RPC detektora.
- Na osnovu fluidnih modela, ispitivana je osetljivost parametara detektora na sudarne i transportne podatke za elektrone. Izračunati su parametri detektora i napravljena poređenja na osnovu transportnih koeficijenata koji su dobijeni pretpostavljajući četiri različita seta preseka za rasejanje elektrona u nosećem gasu  $C_2H_2F_4$ . Posebna pažnja je posvećena ispitivanju uticaja prirode transportnih podataka elektrona na izračunate signale dobijene klasičnim fluidnim modelom.

- Prvi put je ukazano na nepravilnu primenu Ramoove teoreme pod hidrodinamičkim uslovima koja se često susreće u literaturi. Razlika između rezultata dobijenih pravilnom i nepravilnom primenom Ramoove teoreme, ilustrovana je pomoću fluidnog modela RPC detektora zasnovanog na hidrodinamičkoj pretpostavci.

U dosadašnjim modelima gasnih detektora čestica nedovoljno pažnje je posvećeno kvalitetu transportnih i sudarnih podataka elektrona u gasovima, kao i implementaciji ovih podataka u modele detektora. Jedan od ciljeva ove disertacije jeste razmatranje navedenih problema sa čvrstih stanovišta transportne teorije rojeva elektrona u gasovima uz primenu standardnih i proverenih tehnika koje se koriste u toj oblasti. Tako je prvi put *multi term* momentna metoda numeričkog rešavanja Boltzmannove jednačine primenjena u analizi transporta elektrona u gasovima koje koriste TPC detektori. Ova napredna tehnika teorije rojeva se, uz Monte Karlo tehniku, standardno primenjuje za normalizaciju setova preseka za rasejanje elektrona u gasovima i daje pouzdanije rezultate u odnosu na javno dostupne *two term* alate za rešavanje Boltzmannove jednačine koje neki autori koriste. Transport elektrona u TPC detektorima, analiziran je podrazumevajući ukršteno električno polje i radne uslove koji odgovaraju ovim detektorima. Posebno je razmatrana osetljivost difuzije i brzine drifta na parametre koje je teško precizno kontrolisati tokom rada TPC detektora, poput temperature i udela nečistoća u gasnoj smeši ali i nehomogenosti ugla između vektora električnog i magnetskog polja. Od ovih transportnih parametara direktno zavisi prostorna rezolucija i linearnost rekonstrukcije trajektorije čestice.

*Multi term* momentna metoda rešavanja nekonzervativne Boltzmannove jednačine i Monte Karlo metoda simulacije, primenjene su u analizi transporta u gasovima koje koriste RPC detektori na ALICE, CMS i ATLAS eksperimentima u CERN-u. Takođe, u analizi i proračunu transporta elektrona u gasovima za RPC detektore, prvi put su korišćeni novi setovi preseka za rasejanje elektrona u freonu  $C_2H_2F_4$  koji je noseći gas u većini savremenih detektora ovog tipa. U odnosu na ranije setove preseka za  $C_2H_2F_4$ , novi setovi preseka pokazali su znatno bolje slaganje izračunatih transportnih parametara elektrona sa odgovarajućim izmerenim vrednostima. U okviru disertacije, svi navedeni setovi preseka su uporedno korišćeni za dobijanje ulaznih podataka u različitim modelima kako bi se ispitao uticaj kvaliteta transportnih i sudarnih podataka na izračunati odziv RPC detektora.

Prikazani su i rezultati sistematskog ispitivanja nekonzervativnog transporta elektrona u smešama  $C_2H_2F_4$ ,  $i-C_4H_{10}$  i  $SF_6$  koje se koriste u RPC detektorima na



ALICE, CMS i ATLAS eksperimentima u CERN-u. Razmotreni su uslovi koji odgovaraju lavinskom i strimerskom režimu rada RPC detektora sa posebnim osvrtom na transportne koeficijente korišćene u fluidnom modelovanju ovih sistema. Izračunati transportni koeficijenti dati su u funkciji  $E/N$  uz nesigurnost koja se kreće do 2%. Zavisnosti transportnih koeficijenta od  $E/N$  su skoro identične za ALICE *triggering*, CMS i ATLAS RPC sisteme, što je i očekivano imajući u vidu male razlike u njihovim gasnim smešama. U sva tri slučaja, *bulk* drift brzina je veća od *flux* komponente što ukazuje na dejstvo grejanja zahvatom elektrona. U oblasti gde jonizacija dominira nad zahvatom, razlika između *bulk* i *flux* brzine drifta se još više povećava. Ipak, najupečatljiviji fenomen jeste pojava negativne diferencijalne provodnosti uočena isključivo kod *bulk* komponente brzine drifta u slučaju gasne smeše koju koristi ALICE *timing* RPC detektor. Iako je ranije teorijski predviđen kao moguć, ovaj fenomen je do sada jedino bio primećen kod transporta pozitrona u gasovima. Kako bi se razjasnili fizički mehanizmi koji stoje iza ovog atipičnog ponašanja brzine drifta, Monte Karlo tehnikom izračunati su prostorno razloženi transportni parametri elektrona i funkcije raspodele energije u oblasti električnih polja gde se ovaj fenomen ispoljava. Uočeno je da je grejanje zahvatom elektrona zaslužno za pojavu ovog fenomena kao i da ima dominantnu ulogu u nekonzervativnim efektima koji se ispoljavaju u različitim transportnim parametrima. Efekat „bušenja“ funkcija raspodele, koji je takođe uočen, dodatno ilustruje kompleksnu prirodu transporta elektrona u RPC sistemima.

Razvoj novih, kao i nadogradnja postojećih modela gasnih detektora, takođe predstavljaju istaknute naučne doprinose disertacije. Prvi put je razvijen i primećen mikroskopski stohastički model odziva RPC detektora. Dosadašnji stohastički modeli ovih detektora se zasnivaju na poluempirijskom pristupu ili koriste Leglerovu teoriju rasta elektronskih lavina koja podrazumeva da verovatnoća za sudarnu jonizaciju ne zavisi od energije elektrona. Novim mikroskopskim stohastičkim modelom, gde se Monte Karlo tehnikom prate pojedinačni elektroni i njihovi sudari sa gasom, izbegnute su aproksimacije koje koriste dosadašnji stohastički modeli. Ovim modelom, razmatran je i razvoj elektronskih lavina, sa jednim početnim elektronom, u beskonačnom prostoru a rezultati raspodele vremena odziva pokazali su dobro slaganja sa složenim analitičkim modelom. Kako nije uočen uticaj srednjih početnih energija elektrona, male razlike u odnosu na analitički model mogu se pripisati Leglerovoj teoriji fluktuacija rasta lavine na kojoj se ovaj analitički model zasniva. Takođe, model je korišćen i u cilju dobijanja performansi *timing* RPC detektora. Obavljene su realistične simulacije RPC događaja koje uključuju prisustvo

elektroda uz različite modele primarne jonizacije kao i različite preseke za rasejanje elektrona u nosećem gasu  $C_2H_2F_4$ . Uključivanje granica nije pokazalo značajan uticaj na raspodelu vremena odziva. Sa druge strane, osetljivost na različite preseke je veoma izražena. Rezultati dobijeni za vremensku rezoluciju i efikasnost detekcije se generalno dobro slažu sa izmerenim vrednostima. Zbog ograničenosti računarskih resursa, usvojen je relativno mali prag diskriminacije signala koji odgovara broju od oko milion elektrona u gasu. Ipak, ovi rezultati se mogu smatrati validnim obzirom da i teorija i eksperimenti pokazuju da vremenska rezolucija RPC detektora ne zavisi od visine praga za diskriminaciju signala.

Osim stohastičkog, razvijen je i prvi put primenjen deterministički model zasnovan na pretpostavci hidrodinamičkog razvoja fazne funkcije raspodele uz aproksimaciju lokalnog električnog polja. Ovaj model podrazumeva manji broj aproksimacija u odnosu na postojeći klasični fluidni model. Oba fluidna modela su, radi poređenja, korišćena za razmatranje razvoja strimera i signala u RPC detektoru, pod dejstvom prostornog naelektrisanja i fotojonizacije u gasu. Rezultati ovih fluidnih modela međusobno su upoređeni, na osnovu čega su izvedeni važni zaključci o uticaju načina implementacije transportnih podataka na izračunate signale RPC detektora. Takođe, za razliku od dosadašnjih fluidnih modela RPC detektora, numerička implementacija navedenih modela uključuje doprinos difuzije i koristi napredniju numeričku šemu baziranoj na centralnim konačnim razlikama drugog reda u prostoru i Runge-Kuta 4 tehnici za integraciju u vremenu. Pomoću ovih modela, praćen je razvoj strimera u ATLAS *triggering* i ALICE *timing* RPC sistemu. Uočeno je da apsorpcija elektrona na anodi ima veliki uticaj na efekte prostornog naelektrisanja i formiranje pozitivnog strimera.

Teorijski je pokazano i kako se pod hidrodinamičkim uslovima moraju uzeti u obzir razlike između *flux* i *bulk* transportnih podataka koje nastaju usled nekonzervativnih sudara. Važna implikacija je da generalno, u modelovanju elektronskih lavina, treba koristiti *bulk* transportne podatke. Klasičan fluidni model je takođe korišćen za određivanje indukovanih signala u ATLAS *triggering* RPC-u, ALICE *timing* RPC-u i *timing* RPC-u [138]. Dualnost transportnih podataka je jasno vidljiva kod ovih konfiguracija RPC detektora koje koriste različiti udeo  $SF_6$  u smeši gasova. Najznačajnije zapažanje je ipak razlika između indukovanih naelektrisanja izračunatih pomoću *flux* i *bulk* transportnih parametara korišćenih u klasičnom fluidnom modelu. Ova razlika dostiže 80% u slučaju ATLAS RPC-a i nekoliko stotina procenata u slučaju *timing* RPC-ova na nižim električnim poljima. Ipak, na višim poljima usled efekta zasićenja indukovanim prostornim naelektrisanjem i fotojoni-

zacijom, razlika opada na oko 6% za ATLAS RPC i 30% za *timing* RPC detektore. Ove brojne vrednosti ilustruju značaj pravilne implementacije transportnih podataka u modelovanju pri čemu se mora se imati u vidu poreklo transportnih podataka koji se koriste u modelima. Primenom klasičnog fluidnog modela sa *bulk* podacima, ilustrovana je osetljivost izračunatih signala ATLAS RPC detektora na preseke za rasejanje elektrona u nosećem gasu  $C_2H_2F_4$  koji su korišćeni za dobijanje ulaznih podataka modela. Na primer, razlika između naelektrisanja u slučaju preseka Biagi (2010) i Biagi (2005) dostiže čak pet redova veličine dok je odgovarajuća maksimalna razlika između slučaja Biagi (2010), Šašić (2013) i Šašić (2016), znatno manja i iznosi oko red veličine. Sa druge strane, poređenjem rezultata dobijenih klasičnim fluidnim modelom uz *bulk* podatke sa onima dobijenim modelom zasnovanim na hidrodinamičkoj pretpostavci, pokazano je da su odgovarajuće razlike između indukovanog naelektrisanja očekivano manje i iznose do 4% za ATLAS RPC i do 22% za ALICE *timing* RPC. Posebno je ukazano i na čestu grešku u primeni Ramoove teoreme pod pretpostavkom hidrodinamičkog režima. Naime, u literaturi se Ramoova teorema skoro isključivo koristi u nekorektnom obliku, koji ne uzima u obzir difuzionu komponentu gustine fluksa. Ipak, primenom fluidnog modela zasnovanog na hidrodinamičkoj pretpostavci, ilustrovano je da odgovarajuća greška kod indukovanog naelektrisanja ne prelazi 1% u slučaju ALICE *timing* RPC konfiguracije.

Rezultati prikazani u okviru disertacije otvaraju prostor i za buduća istraživanja. *Multi term* teorija za rešavanje Boltzmanove jednačine može se koristiti za testove Langevinove elementarne teorije transporta elektrona u električnim i magnetskim poljima u uslovima relevantnim za TPC komore. Izbor gasa, razmatranja povezana sa prostornom uniformnošću magnetskog polja ili uticaj temperature pozadinskog gasa i ugla između električnog i magnetskog polja na uglove skretanja elektrona u TPC komorama samo su neki od mogućih pravaca istraživanja.

U okviru budućih istraživanja RPC detektora, primenom mikroskopskog stohastičkog modela potrebno je ispitati kako realističan prag diskriminacije signala utiče na odziv. Pri ovakvim pragovima, izraženi su efekti prostornog naelektrisanja koje je moguće analizirati kroz neku vrstu PIC/MC (*Particle-In-Cell/Monte Carlo*) tehnike. Ipak, u tom slučaju bi radi numeričke efikasnosti bilo potrebno koristiti koncept super-čestica, sa svim prednostima i nedostacima koje ovaj koncept donosi. Sa druge strane, PIC/MC model može se koristiti za verifikaciju fluidnog modela zasnovanog na hidrodinamičkoj aproksimaciji, ali i klasičnog fluidnog modela. Takođe, ovim modelom moguće je ispitati prostorno i vremenski razložene nelokalne efekte u transportu elektrona i razvoju strimera kod RPC detektora. Nelokalne efekte mo-

guće je analizirati i složenijim fluidnim modelima RPC detektora koji koriste fluidne jednačine višeg reda, uključujući jednačine za balans energije i balans energijskog fluksa kao i teoriju prenosa impulsa za razvoj kolizionih članova. Navedeni fluidni modeli, kao i mikroskopski PIC/MC model detektora, biće predmet budućih istraživanja u našoj laboratoriji.

# Literatura

- [1] The ATLAS Collaboration, *J. Instrum.* 3 (2008) S08003.
- [2] The ALICE Collaboration, *J. Instrum.* 3 (2008) S08002.
- [3] The CMS Collaboration, *J. Instrum.* 3 (2008) S08004.
- [4] The LHCb Collaboration, *J. Instrum.* 3 (2008) S08005.
- [5] F. Sauli, *Gaseous Radiation Detectors*, Cambridge University Press, 2014.
- [6] K. Kleinknecht, *Detectors for particle radiation*, Cambridge University Press, 1986.
- [7] C. Grupen, B. Shwartz, *Particle Detectors*, Cambridge University Press, 2008.
- [8] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, 2010.
- [9] C. Cârloganu, V. Niess, S. Béné, E. Busato, P. Dupieux, F. Fehr, P. Gay, D. Miallier, B. Vulpescu, P. Boivin, C. Combaret, P. Labazuy, I. Laktineh, J.-F. Lénat, L. Mirabito, A. Portal, *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* 2 (2013) 55–60.
- [10] J. Ostling, A. Brahme, M. Danielsson, T. Francke, C. Iacobaeus, V. Peskov, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 50 (2003) 809–819.
- [11] A. Breskin, *Nucl. Instrum. Meth. A* 454 (2000) 26–39.
- [12] D. Bošnjaković, Lj. Petrović, S. Dujko, *J. Instrum.* 9 (2014) P09012.
- [13] Z. Lj. Petrović, S. Dujko, D. Marić, G. Malović, Ž. Nikitović, O. Šašić, J. Jovanović, V. Stojanović, M. Radmilović-Rađenović, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 194002.
- [14] Z. Lj. Petrović, M. Šuvakov, Ž. Nikitović, S. Dujko, O. Šašić, J. Jovanović, G. Malović, V. Stojanović, *Plasma Sources Sci. Technol.* 16 (2007) S1–S12.

- [15] R. D. White, S. Dujko, K. F. Ness, R. E. Robson, Z. Raspopović, Z. Lj. Petrović, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008) 025206.
- [16] S. Dujko, R. D. White, Z. Lj. Petrović, R. E. Robson, *Phys. Rev. E* 81 (2010) 046403.
- [17] R. D. White, R. E. Robson, S. Dujko, P. Nicoletopoulos, B. Li, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 194001.
- [18] S. Dujko, R. D. White, Z. Lj. Petrović, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008) 245205.
- [19] S. Dujko, R. D. White, Z. M. Raspopović, Z. Lj. Petrović, *Nucl. Instrum. Meth. B* 279 (2012) 84–91.
- [20] S. F. Biagi, *Nucl. Instrum. Meth. A* 421 (1999) 234–240.
- [21] K. Kumar, H. R. Skullerud, R. E. Robson, *Aust. J. Phys.* 33 (1980) 343.
- [22] D. Gonzalez-Diaz, A. Sharma, *J. Instrum.* 8 (2013) T02001.
- [23] D. Bošnjaković, J. Mirić, Z. Lj. Petrović, S. Dujko, u: XIX International Symposium on Electron-Molecule Collisions and Swarms & XVIII International Workshop on Low-Energy Positron and Positronium Physics, POSMOL 2015, 17-20 July 2015, Lisboa, Portugal, Book of Abstracts, 2015, p. 25.
- [24] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, *Plasma Sources Sci. Technol.* 14 (2005) 722–733.
- [25] BOLSIG+, <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>, verzija: 07/2015.
- [26] S. F. Biagi, *Nucl. Instrum. Meth. A* 273 (1988) 533–535.
- [27] R. E. Robson, M. Hildebrandt, B. Schmidt, *Nucl. Instrum. Meth. A* 394 (1997) 74–86.
- [28] R. E. Robson, *Aust. J. Phys.* 44 (1991) 685.
- [29] Y. Sakai, H. Tagashira, S. Sakamoto, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 10 (1977) 1035–1049.
- [30] S. Dujko, Z. M. Raspopović, Z. Lj. Petrović, T. Makabe, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 31 (2003) 711–716.

- [31] D. Bošnjaković, Z. Lj. Petrović, R. D. White, S. Dujko, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47 (2014) 435203.
- [32] R. Santonico, R. Cardarelli, *Nucl. Instrum. Meth.* 187 (1981) 377–380.
- [33] R. Cardarelli, R. Santonico, A. Di Biagio, A. Lucci, *Nucl. Instrum. Meth. A* 263 (1988) 20–25.
- [34] R. Santonico, *Nucl. Instrum. Meth. A* 661 (2012) S2–S5.
- [35] P. Fonte, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49 (2002) 881–887.
- [36] P. Fonte, *J. Instrum.* 8 (2013) P11001.
- [37] R. Iuppa, *J. Instrum.* 10 (2015) C04044–C04044.
- [38] M. Couceiro, P. Crespo, L. Mendes, N. Ferreira, R. Ferreira Marques, P. Fonte, *Nucl. Instrum. Meth. A* 661 (2012) S156–S158.
- [39] A. Blanco, M. Couceiro, P. Crespo, N. C. Ferreira, R. Ferreira Marques, P. Fonte, L. Lopes, J. A. Neves, *Nucl. Instrum. Meth. A* 602 (2009) 780–783.
- [40] G. Georgiev, N. Ilieva, V. Kozhuharov, I. Lessigiarska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, *J. Instrum.* 8 (2013) P01011.
- [41] A. Mangiarotti, I. B. Lima, T. C. Vivaldini, J. A. C. Gonçalves, A. R. Petri, S. Botelho, P. Fonte, C. C. Bueno, *Nucl. Instrum. Meth. A* 694 (2012) 162–166.
- [42] I. B. Lima, A. Mangiarotti, T. C. Vivaldini, J. A. C. Gonçalves, S. Botelho, P. Fonte, J. Takahashi, L. V. Tarelho, C. C. Bueno, *Nucl. Instrum. Meth. A* 670 (2012) 55–60.
- [43] W. Riegler, C. Lippmann, R. Veenhof, *Nucl. Instrum. Meth. A* 500 (2003) 144–162.
- [44] W. Riegler, C. Lippmann, *Nucl. Instrum. Meth. A* 518 (2004) 86–90.
- [45] A. Mangiarotti, P. Fonte, A. Gobbi, *Nucl. Instrum. Meth. A* 533 (2004) 16–21.
- [46] W. Riegler, *Nucl. Instrum. Meth. A* 602 (2009) 377–390.
- [47] S. Mohammed, R. Hasan, N. Majumdar, S. Mukhopadhyay, B. Satyanarayana, u: Proceedings of the XI Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, February 5–10, 2012 INFN Laboratori Nazionali di Frascati, Rome, Italy, PoS (RPC2012) 034.

- [48] W. Legler, *Z. Naturforsch.* 16a (1961) 253.
- [49] L. Khosravi Khorashad, A. Moshaii, S. Hosseini, *EPL (Europhysics Lett.* 96 (2011) 45002.
- [50] L. Khosravi Khorashad, M. Eskandari, A. Moshaii, *Nucl. Instrum. Meth. A* 628 (2011) 470–473.
- [51] A. Moshaii, L. Khosravi Khorashad, M. Eskandari, S. Hosseini, *Nucl. Instrum. Meth. A* 661 (2012) S168–S171.
- [52] H. R. Schmidt, *The ALICE Experiment*, *J. Phys. Conf. Ser.* 230 (2010) 012023.
- [53] H. J. Hilke, *Reports Prog. Phys.* 73 (2010) 116201.
- [54] D. Attié, *Nucl. Instrum. Meth. A* 598 (2009) 89–93.
- [55] K. Olive, et al., *Chinese Phys. C* 38 (2014) 090001.
- [56] W. Riegler, u: G. Perez, M. Mulders (Eds.), *Proceedings of the 2013 CERN–Latin-American School of High-Energy Physics, Arequipa, Peru, 6–19 March 2013*, CERN, 2013, pp. 235–245.
- [57] C. Lippmann, *Nucl. Instrum. Meth. A* 666 (2012) 148–172.
- [58] K. Hagiwara, et al., *Phys. Rev. D* 66 (2002) 010001.
- [59] L. Rolandi, W. Riegler, W. Blum, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008.
- [60] G. A. Erskine, *Nucl. Instrum. Meth.* 105 (1972) 565–572.
- [61] A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson, G. Schultz, *Nucl. Instrum. Meth.* 124 (1975) 189–214.
- [62] K. F. Ness, *Phys. Rev. E* 47 (1993) 327–342.
- [63] K. F. Ness, R. E. Robson, *Phys. Rev. A* 34 (1986) 2185–2209.
- [64] R. D. White, K. F. Ness, R. E. Robson, B. Li, *Phys. Rev. E* 60 (1999) 2231–2249.
- [65] S. Dujko, doktorska disertacija, James Cook University, Australia (2009).



- [66] Z. M. Raspopović, S. Sakadžić, S. A. Bzenić, Z. Lj. Petrović, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 27 (1999) 1241–1248.
- [67] N. A. Dyatko, A. P. Napartovich, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32 (1999) 3169–3178.
- [68] K. Maeda, T. Makabe, N. Nakano, S. Bzenić, Z. Lj. Petrović, *Phys. Rev. E* 55 (1997) 5901–5908.
- [69] S. Dujko, R. D. White, K. F. Ness, Z. Lj. Petrović, R. E. Robson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006) 4788–4798.
- [70] K. Tachibana, A. V. Phelps, *Phys. Rev. A* 36 (1987) 999.
- [71] O. Zatsarinny, K. Bartschat, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 37 (2004) 4693.
- [72] M. Allan, O. Zatsarinny, K. Bartscha, *Phys. Rev. A* 74 (2006) 030701.
- [73] V. Puech, S. Mizzi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 24 (1991) 1974.
- [74] L. L. Alves, K. Bartschat, S. F. Biagi, M. C. Bordage, L. C. Pitchford, C. M. Ferreira, G. J. M. Hagelaar, W. L. Morgan, S. Pancheshnyi, A. V. Phelps, V. Puech, O. Zatsarinny, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 334002.
- [75] Ž. D. Nikitović, A. I. Strinić, V. D. Stojanović, G. N. Malović, Z. Lj. Petrović, *Radiat. Phys. Chem.* 76 (2007) 556.
- [76] G. G. Raju, *Gaseous Electronics: Tables, Atoms, and Molecules*, Taylor and Francis Group LLC, Boca Raton, Florida, 2012.
- [77] G. G. Raju, *Gaseous Electronics: Theory and Practice*, Taylor and Francis Group LLC, Boca Raton, Florida, 2006.
- [78] L. M. Chanin, G. D. Rock, *Phys. Rev* 13 (1963) 2547.
- [79] Y. Itikawa, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 31 (2002) 749.
- [80] Y. Nakamura, *Aust. J. Phys.* 48 (1995) 357.
- [81] M. J. W. Boness, G. J. Schulz, *Phys. Rev. A* 9 (1974) 1969–1979.
- [82] D. F. Register, H. Nishimura, S. Trajmar, *J. Phys. B At. Mol. Phys.* 13 (1980) 1651–1662.

- [83] J. de Urquijo, A. M. Juárez, E. Basurto, J. L. Hernández-Ávila, *Eur. Phys. J. D* 51 (2009) 241–246.
- [84] G. Basile, I. Gallimberti, S. Stangherlin, T. H. Teich, u: M. Vaselli (Ed.), *Proceedings of the XX International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Vol. 2, 1991, p. 361.
- [85] O. Šašić, S. Dupljanin, J. de Urquijo, Z. Lj. Petrović, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 325201.
- [86] O. Šašić, J. de Urquijo, A. M. Juárez, S. Dupljanin, J. Jovanović, J. L. Hernández-Ávila, E. Basurto, Z. Lj. Petrović, *Plasma Sources Sci. Technol.* 19 (2010) 034003.
- [87] W. L. Morgan, B. M. Penetrante, *Comput. Phys. Commun.* 58 (1990) 127–152.
- [88] A. V. Phelps, R. J. Van Brunt, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 4269.
- [89] L. E. Kline, *J. Appl. Phys.* 50 (1979) 6789.
- [90] T. Yoshizawa, Y. Sakai, H. Tagashira, S. Sakamoto, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 12 (1979) 1839–1852.
- [91] J. P. Novak, M. F. Frechette, *J. Appl. Phys.* 55 (1984) 107.
- [92] M. Hayashi, T. Nimura, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 17 (1984) 2215–2223.
- [93] Th. Aschwanden, *Gaseous Dielectrics IV* (ed. L. G. Christophorou and M. O. Pace), Pergamon Press, New York, 1984, p. 24.
- [94] H. Itoh, T. Matsumura, K. Satoh, H. Date, Y. Nakao, H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26 (1993) 1975–1979.
- [95] Y. Nakamura, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21 (1988) 67–72.
- [96] H. Hasegawa, A. Taneda, K. Murai, M. Shimosuma, H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21 (1988) 1745–1749.
- [97] K. A. Blanks, A. E. Tabor, K. Becker, *J. Chem. Phys.* 86 (1987) 4871.
- [98] Z. Lj. Petrović, R. W. Crompton, G. N. Haddad, *Aust. J. Phys.* 37 (1984) 23.
- [99] R. E. Robson, *Aust. J. Phys.* 37 (1984) 35.

- [100] S. B. Vrhovac, Z. Lj. Petrović, *Phys. Rev. E* 53 (1996) 4012–4025.
- [101] A. Banković, S. Dujko, R. D. White, J. P. Marler, S. J. Buckman, S. Marjanović, G. Malović, G. García, Z. Lj Petrović, *New J. Phys.* 14 (2012) 035003.
- [102] H. R. Skullerud, *Aust. J. Phys.* 36 (1983) 845.
- [103] R. Hegerberg, R. W. Crompton, *Aust. J. Phys.* 36 (1983) 831.
- [104] T. Yamada, T. H. Lay, J. W. Bozzelli, *J. Phys. Chem. A* 102 (1998) 7286.
- [105] O. Šašić, et al., u pripremi za publikovanje (2016).
- [106] M. Hayashi, Bibliography of electron and photon cross sections with atoms and molecules published in the 20th century - argon, report NIFS-DAT-72 of the National Institute for Fusion Science of Japan (2003).
- [107] C. Lippmann, doktorska disertacija, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2003).
- [108] P. Camarri, R. Cardarelli, A. D. Ciaccio, R. Santonico, *Nucl. Instrum. Meth. A* 414 (1998) 317–324.
- [109] P. Fonte, V. Peskov, B. D. Ramsey, *ICFA Instrum. Bull.* 15 (1997) 1–13.
- [110] R. Arnaldi, et al., *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.* 78 (1999) 84–89.
- [111] C. Bacci, et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 443 (2000) 342–350.
- [112] C. Bacci, et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 508 (2003) 110–115.
- [113] J. Gui Wang, *Nucl. Instrum. Meth. A* 508 (2003) 133–136.
- [114] A. Bergnoli, et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 602 (2009) 635–638.
- [115] R. Cardarelli, V. Makeev, R. Santonico, *Nucl. Instrum. Meth. A* 382 (1996) 470–474.
- [116] P. Bernardini, The ARGO-YBJ Collaboration, *J. Phys. Conf. Ser.* 120 (2008) 062022.
- [117] A. Bertolin, et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 602 (2009) 631–634.
- [118] M. C. S. Williams, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* 39 (2012) 123001.

- [119] E. Cerron Zeballos, I. Crotty, D. Hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, S. Neupane, M. C. S. Williams, A. Zichichi, Nucl. Instrum. Meth. A 374 (1996) 132–135.
- [120] P. Fonte, A. Smirnitski, M. C. S. Williams, Nucl. Instrum. Meth. A 443 (2000) 201–204.
- [121] A. V. Akindinov, et al., Nucl. Instrum. Meth. A 533 (2004) 93–97.
- [122] ALICE HMPID - High momentum particle identification technical design report. CERN/LHCC/1998-019, ALICE TDR 1 (2001).
- [123] A. Akindinov, et al., Nucl. Instrum. Meth. A 661 (2012) S98–S101.
- [124] I. B. Smirnov, Nucl. Instrum. Meth. A 554 (2005) 474–493.
- [125] W. W. M. Allison, J. H. Cobb, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253–298.
- [126] F. F. Rieke, W. Prepejchal, Phys. Rev. A 6 (1972) 1507–1519.
- [127] S. Dujko, Z. M. Raspopović, Z. Lj. Petrović, J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 2952–2966.
- [128] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, Plasma Physics Via Computer Simulation, McGraw-Hill, New York, 1985.
- [129] H. R. Skullerud, J. Phys. D: Appl. Phys. 1 (1968) 423.
- [130] S. Longo, M. Capitelli, Plasma Chem. Plasma Process. 14 (1994) 1–13.
- [131] C. B. Opal, W. K. Peterson, E. C. Beaty, J. Chem. Phys. 55 (1971) 4100.
- [132] S. Ramo, Proc. I.R.E. 27 (1939) 584.
- [133] W. Shockley, J. Appl. Phys. 9 (1938) 635–636.
- [134] E. Gatti, G. Padovini, V. Radeka, Nucl. Instrum. Meth. 193 (1982) 651–653.
- [135] W. Riegler, Nucl. Instrum. Meth. A 491 (2002) 258–271.
- [136] H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London, 1964.
- [137] W. Legler, Br. J. Appl. Phys. 18 (1967) 1275–1280.

- [138] L. Lopes, P. Fonte, A. Mangiarotti, Nucl. Instrum. Meth. A 661 (2012) S194–S197.
- [139] S. Dujko, A. H. Markosyan, R. D. White, U. Ebert, J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 475202.
- [140] C. Li, W. J. M. Brok, U. Ebert, J. J. A. M. van der Mullen, J. Appl. Phys. 101 (2007) 123305.
- [141] Z. Kanzari, M. Yousfi, A. Hamani, J. Appl. Phys. 84 (1998) 4161.
- [142] P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. 43 (1996) 2135–2140.
- [143] A. J. Davies, C. J. Evans, F. L. Jones, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 281 (1964) 164–183.
- [144] L. E. Kline, J. Appl. Phys. 45 (1974) 2046.
- [145] W. Hundsdorfer, J. Verwer, Numerical Solution of Time-Dependent Advection-Diffusion-Reaction Equations, Vol. 33, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [146] R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewy, Math. Ann. 100 (1928) 32–74.
- [147] D. F. Anderson, S. Kwan, V. Peskov, Nucl. Instrum. Meth. A 348 (1994) 324–328.

## **Biografija autora**

Danko Bošnjaković rođen je 11.12.1984. u Beogradu, gde je završio osnovnu školu i gimnaziju. Elektrotehnički fakultet u Beogradu upisao je 2003. godine, a diplomirao 2007. godine sa prosečnom ocenom 9,57 na odseku za fizičku elektroniku, smeru za biomedicinski i ekološki inženjering. Master studije na istom fakultetu i smeru završio je 2008. godine sa prosečnom ocenom 10. Doktorske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu i modulu za nuklearnu, medicinsku i ekološku tehniku upisuje 2009. godine.

Godine 2010. postaje stipendista Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj, a 2012. godine zaposlen je kao istraživač-pripravnik u Institutu za fiziku u Beogradu, pri Laboratoriji za gasnu elektroniku. Angažovan je na projektu osnovnih istraživanja pod nazivom „Fundamentalni procesi i primene transporta čestica u neravnotežnim plazmama, trapovima i nanostrukturama“, finansiranim od strane Ministarstva prosvete nauke i tehnološkog razvoja, u okviru koga radi na temi modelovanja gasnih detektora čestica visokih energija. U zvanje istraživač-saradnik izabran je 2015. godine.

Objavio je tri rada u vrhunskim međunarodnim časopisima i održao jedno predavanje po pozivu na međunarodnom skupu. Njegovi rezultati prezentovani su na više međunarodnih konferencija.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани *Данко Бошњаковић*

број уписа *5048/2008*

### Изјављујем

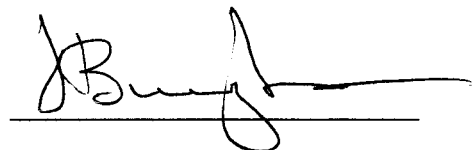
да је докторска дисертација под насловом

*Моделовање гасних детектора честица високих енергија  
применом технике електронских ројева*

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанта

У Београду, 06.04.2016.



Прилог 2.

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора *Данко Бошњаковић*  
Број уписа *5048/2008*  
Студијски програм *Нуклеарна, медицинска и еколошка техника*  
Наслов рада *Моделовање гасних детектора честица високих енергија применом технике електронских ројева*  
Ментор *академик Зоран Љ. Петровић*

Потписани *Данко Бошњаковић*

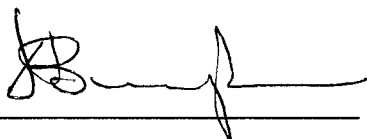
изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанта

У Београду, 06.04.2016.



---



**Прилог 3.**

**Изјава о коришћењу**

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

*Моделовање гасних детектора честица високих енергија  
применом технике електронских ројева*

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

**Потпис докторанта**

У Београду, 06.04.2016.

